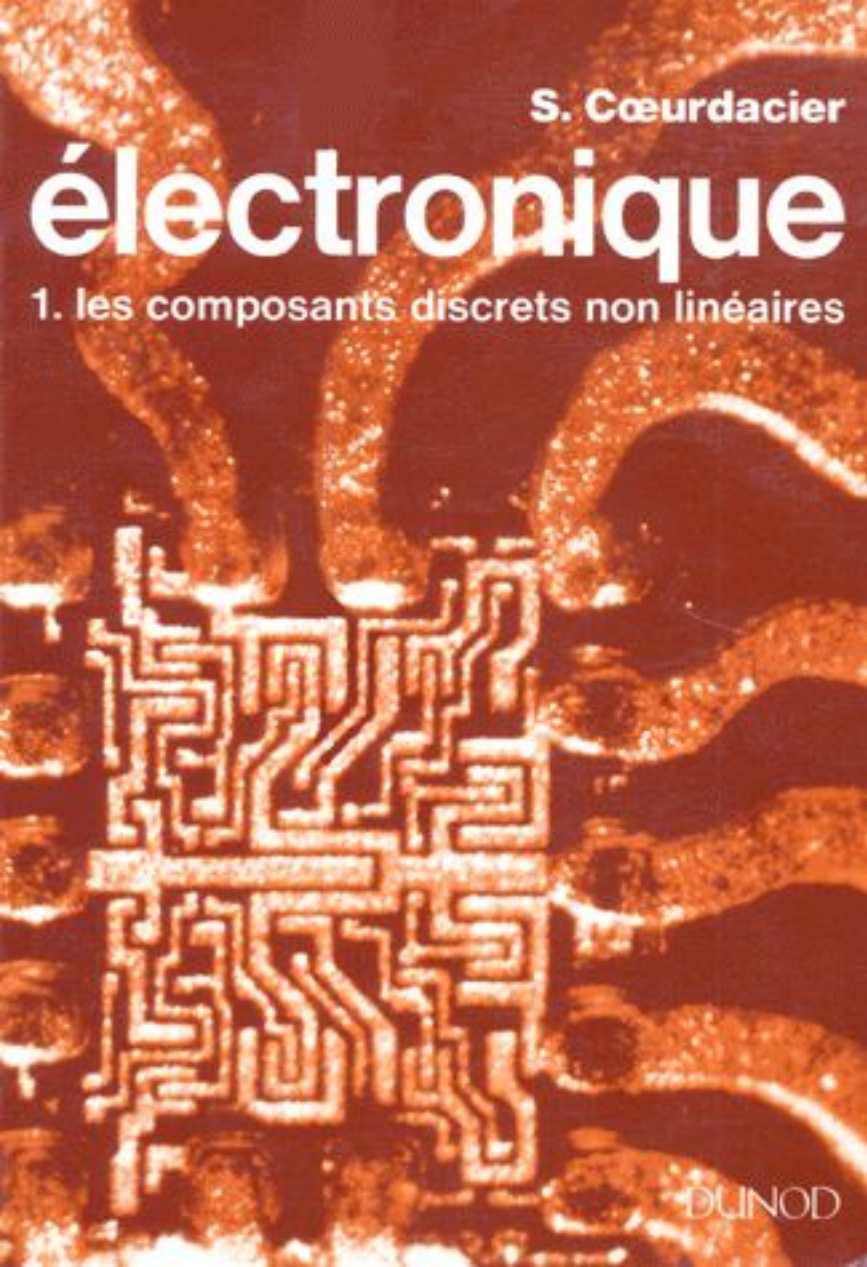
S. Cœurdacier

électronique

1. les composants discrets non linéaires



DUNOD

électronique

1. les composants discrets non linéaires

S. Cœurdacier

Ancien élève de l'E.N.S.E.T.
Professeur agrégé au lycée technique de Reims

Premières et Terminales
STI
Formation continue

DUNOD

Premières et Terminales
STI

Amplification basses fréquences. Commutation
Tome 2 (Terminales STI)
17,5 x 25,3 cm. Broché.

Amplification hautes fréquences. Réaction
Tome 3 (Terminales STI)
17,5 x 25,3 cm. Broché.

Ce pictogramme mérite une explication. Son objet est d'alerter le lecteur sur la menace que représente pour l'avenir de l'écrit, particulièrement dans le domaine de l'édition technique et universitaire, le développement massif du **photocopillage**.

Le Code de la propriété intellectuelle du 1er juillet 1992 interdit en effet expressément la photocopie à usage collectif sans autorisation des ayants droit. Or, cette pratique s'est généralisée dans les établissements d'enseignement supérieur, provoquant une baisse brutale des achats de livres et de revues, au point que la possibilité même pour les auteurs de créer des œuvres nouvelles et de les faire éditer correctement est aujourd'hui menacée.

Nous rappelons donc que toute reproduction, partielle ou totale, de la présente publication est interdite sans autorisation du Centre français d'exploitation du droit de copie (**CFC**, 3 rue Hautefeuille, 75006 Paris).

Photo couverture : Porte logique intégrée avant encapsulation (grossissement 100 environ)

© Bordas, Paris, 1979
Dunod 1995
ISBN 2 04 010524 7

" Toute représentation ou reproduction, intégrale ou partielle, faite sans le consentement de l'auteur, ou de ses ayants-droit, ou ayants-cause, est illicite (loi du 11 mars 1957, alinéa 1er de l'article 40). Cette représentation ou reproduction, par quelque procédé que ce soit, constituerait une contrefaçon sanctionnée par les articles 425 et suivants du Code pénal. La loi du 11 mars 1957 n'autorise, aux termes des alinéas 2 et 3 de l'article 41, que les copies ou reproductions strictement réservées à l'usage privé du copiste et non destinées à une utilisation collective d'une part, et, d'autre part, que les analyses et les courtes citations dans un but d'exemple et d'illustration "

Table des matières

Chapitre 1. — **Structure de la matière** 1

1.1. Structure de l'atome 1
1.2. État stable. État excité. État ionisé 2
1.3. Liaisons interatomiques et édifices 4

Chapitre 2. — **Conduction dans le vide** 9

2.1. Émission thermo-électronique 9
2.2. Accélération des électrons 12
2.3. Tube cathodique 13
E.2. Exercices 17

Chapitre 3. — **Oscillographe cathodique. Télévision** 21

3.1. Déviation des électrons par un champ électrique uniforme, normal au déplacement 21
3.2. Oscillographe cathodique ou oscilloscope 24
3.3. Déviation des électrons par une induction magnétique uniforme et normale au déplacement 36
3.4. Télévision 38
M.3. Mesures de laboratoire 42
E.3. Exercices 46

Chapitre 4. — **Conduction dans les solides** 51

4.1. Conducteurs 51
4.2. Isolants 53
4.3. Semi-conducteurs intrinsèques 53
4.4. Semi-conducteurs extrinsèques 57
4.5. Résistances non linéaires 60
M.4. Mesures de laboratoire 65
E.4. Exercices 70

Chapitre 5. — **Jonction P-N** 77

5.1. Généralités 77
5.2. Jonction P-N non polarisée (en circuit ouvert) 77
5.3. Jonction P-N polarisée 79
5.4. Caractéristique courant-tension 81
5.5. Claquage d'une jonction 82
E.5. Exercices 83

Chapitre 6. — **Applications des diodes** 87

6.1. Caractéristique courant-tension 87
6.2. Point de fonctionnement en régime variable 90
6.3. Redressement 93
6.4. Diode Zener 95

7.1. Transistor à effet de champ à jonction ... 111
7.2. Transistor à effet de champ à grille isolée ... 118
M.7. Mesures de laboratoire ... 121
E.7. Exercices ... 124

Chapitre 8. — **Le transistor bipolaire** ... 129

8.1. Généralités ... 129
8.2. L'effet transistor ... 132
8.3. Réseaux de caractéristiques ... 134
M.8. Mesures de laboratoire ... 143
E.8. Exercices ... 145

Chapitre 9. — **Le transistor en régime continu : polarisation** ... 151

9.1. Recherche du point de repos ... 151
9.2. État bloqué. État saturé ... 155
9.3. Cas du transistor à effet de champ ... 156
E.9. Exercices ... 158

Chapitre 10. — **Le transistor en régime variable** ... 167

10.1. Convention d'écriture ... 167
10.2. Le transistor à effet de champ en régime variable ... 167
10.3. Le transistor bipolaire en régime variable ... 172
10.4. Cas des petits signaux : amplification ... 181
10.5. Le transistor en commutation ... 183
M.10. Mesures de laboratoire ... 185
E.10. Exercices ... 194

Chapitre 11. — **Les photo-éléments** ... 205

11.1. Notions de photométrie ... 205
11.2. Photo-émission : cellule photo-électrique ... 206
11.3. Photoconduction : photorésistance ... 209
11.4. Photoconduction dans une jonction P-N en inverse : photodiode-phototransistor ... 212
11.5. Effet photovoltaïque : photopile ... 215
11.6. Dispositifs électroluminescents ... 217
M.11. Mesures de laboratoire ... 218
E.11. Exercices ... 221

Chapitre 12. — **Le thyristor** ... 229

12.1. Généralités ... 229
12.2. Analyse du fonctionnement ... 230
12.3. Caractéristiques du thyristor ... 234
12.4. Procédés de déclenchement ... 237
12.5. Commutation ... 243
12.6. Applications du thyristor ... 243
12.7. Autres redresseurs contrôlés ... 246
M.12. Mesures de laboratoire ... 249
E.12. Exercices ... 255

Avant-propos

Cet ouvrage, destiné aux élèves des classes de première F2 et F3, de la classe terminale F1 et aux auditeurs de la formation professionnelle désireux de s'initier à l'électronique, a pour but de faire un tour d'horizon de l'ensemble des composants discrets utilisés à l'heure actuelle.

Une place particulière a été réservée à l'émission thermo-électronique et à ses deux applications essentielles :

- la télévision, élément de base de la communication de demain,
- l'oscilloscope, appareil de mesure fondamental de l'électronicien.

L'étude des composants est faite généralement suivant le même schéma : mise en évidence des phénomènes par une étude expérimentale, interprétation simple du fonctionnement, réseaux de caractéristiques, applications essentielles.

La plupart de ces études sont suivies d'une rubrique « Mesures de laboratoire » qui permet, à l'occasion de l'étude d'une de ces applications de base, de mettre en œuvre une méthode de mesure fondamentale (mesure de résistance, mesure de tension, utilisation de l'oscilloscope, etc.).

Une large place réservée aux exercices permettra au lecteur :

- soit de se familiariser avec les modes de raisonnement propres à l'électronique, à l'aide des exercices résolus dits « d'application »,
- soit de juger de son assimilation de la partie théorique, avec les exercices dits « de synthèse ».

Ce tome constitue le premier volet d'une initiation à l'électronique.

Dans un second ouvrage dont le contenu s'appuiera sur la partie commune aux programmes des classes terminales F2 et F3 seront développées deux fonctions électroniques essentielles : l'amplification en basses fréquences et la commutation.

Cet ensemble sera complété par un troisième tome traitant de la partie spécifique au programme de la classe terminale F2 où seront abordés des sujets aussi variés que l'amplification en hautes fréquences et la modulation, la réaction et ses propriétés dans la production des signaux et la mise en œuvre des amplificateurs opérationnels.

L'auteur remercie la société Philips Industrie qui, en lui prêtant un oscilloscope perfectionné (PM 3214), a permis la réalisation des clichés d'oscillogrammes, ainsi que l'ensemble de ses collègues qui, par leur coopération et leurs critiques, l'ont aidé à mener à bien cet ouvrage.

S.C.

Chapitre 1

Structure de la matière

On peut dire que l'élément de base de la constitution de la matière qui nous entoure est **l'atome.**

Voici quelques exemples simples appartenant à la vie courante :

— l'eau est constituée d'atomes d'oxygène et d'hydrogène,

— le dioxyde de carbone (gaz carbonique) est constitué d'atomes de carbone et d'oxygène,

— l'amidon est constitué d'atomes de carbone, d'oxygène et d'hydrogène.

Il existe en effet 89 atomes différents à l'état naturel. A chacun est attribué un symbole chimique différent : oxygène (O), hydrogène (H), carbone (C), etc.

1.1. Structure de l'atome

1.1.1. Constitution de l'atome

L'atome est constitué d'électrons et d'un noyau central.

Le noyau peut être représenté par une sphère de rayon r_n. Dans cette représentation, l'atome peut être assimilé à une sphère de rayon $r_a \approx 10\,000\, r_n$ (ordre de grandeur : $r_a = 1$ Å $= 10^{-10}$ m) : la matière est faite essentiellement de vide.

• *Le noyau.* — Il est constitué de **protons,** de masse $m_p = 1{,}67.10^{-27}$ kg et de charge électrique élémentaire $e = +\ 1{,}6.10^{-19}$ C, et de **neutrons,** de masse m_n ($m_n \approx m_p$) et non chargés.

Protons et neutrons sont appelés **nucléons.**

• *Les électrons.* — Ce sont des particules de masse $m_e = 0{,}9.10^{-30}$ kg et de charge électrique élémentaire $-e = -1{,}6.10^{-19}$ C.

Ces électrons sont en agitation permanente autour du noyau.

La comparaison entre m_p et m_e montre que la masse de l'atome est concentrée dans le noyau.

1.1.2. Neutralité électrique de l'atome

Le nombre de protons, appelé **numéro atomique,** est noté Z.

Ce nombre est égal au nombre d'électrons : l'atome est donc électriquement neutre.

Le nombre de nucléons (protons + neutrons) est noté A.

On l'appelle **nombre de masse.**

Exemples :

$$\text{carbone (C)} : Z = 6, \qquad A = 12 \begin{cases} 6 \text{ électrons,} \\ 6 \text{ protons,} \\ 6 \text{ neutrons ;} \end{cases}$$

silicium (Si) : Z = 14, A = 28 { 14 électrons, 14 protons, 14 neutrons ;

germanium (Ge) : Z = 32, A = 73 { 32 électrons, 32 protons, 41 neutrons.

Remarque. — Deux atomes ayant même numéro atomique, mais des nombres de masse différents, sont appelés **isotopes.**

Exemple : Le minerai d'uranium contient U_{238} (A = 238) et U_{235} (A = 235).

1.1.3. Classification périodique des éléments

Les atomes différant entre eux par leur numéro atomique sont classés selon Z croissant dans un tableau appelé classification périodique des éléments (*fig.* 1.1) dont l'avantage est de faire apparaître des colonnes au sein desquelles on trouvera de grandes analogies de propriétés.

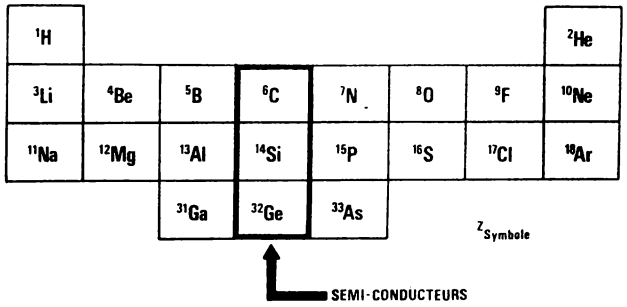


fig. 1.1. Classification périodique simplifiée.

1.2. Etat stable. Etat excité. Etat ionisé.

1.2.1. Répartition des électrons dans l'état fondamental

Comme on l'a signalé (*cf.* 1.1.3), les atomes groupés dans une même colonne de la classification périodique présentent des propriétés analogues. Cela tient essentiellement à leur répartition électronique dont nous allons donner ici quelques notions sommaires.

Les électrons de l'atome sont groupés en **couches** notées K, L, M, N, etc.

La 1re couche (K) peut contenir au plus 2 électrons.

La 2e couche (L) peut contenir au plus 8 électrons.

La 3e couche (M) peut contenir au plus 18 électrons.

La *n*-ième couche peut contenir au plus $2n^2$ électrons.

Cette répartition électronique est représentée conventionnellement comme l'indique la *figure* 1.2.

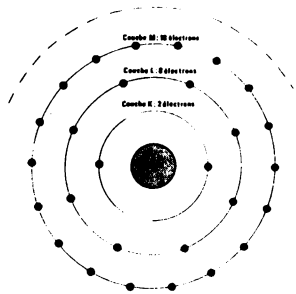


fig. 1.2.

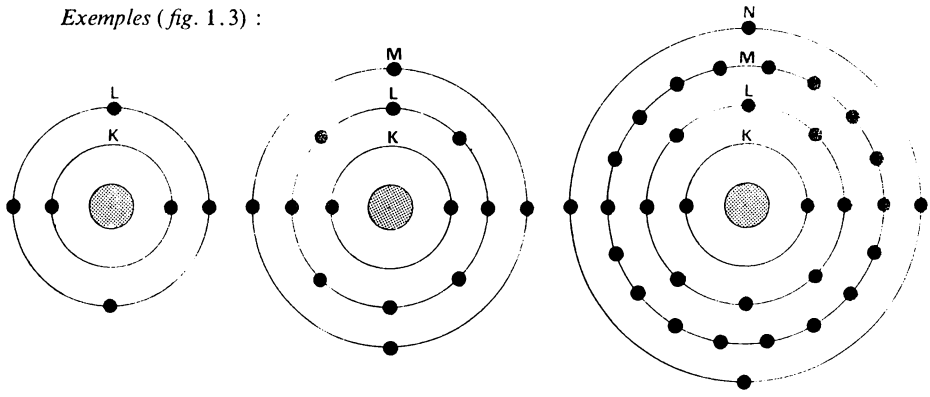
Les électrons se placent successivement sur les couches K, puis L, puis M. Au-delà de la couche M, les phénomènes se compliquent et débordent le cadre de notre étude.

On dit alors que l'atome est dans son **état fondamental.**

Les électrons situés sur la dernière couche sont dits **électrons externes, ou périphériques.**

Les électrons situés sur des couches plus proches du noyau sont dits **électrons internes.**

Exemples (*fig.* 1.3) :



Atome de carbone : Z = 6 Atome de silicium : Z = 14 Atome de germanium : Z = 32

(4 électrons périphériques)

fig. 1.3.

1.2.2. Etat excité

Lorsqu'un électron appartenant à une couche donnée dans l'état fondamental passe sur une couche plus éloignée du noyau, on dit que l'atome est dans un **état excité.**

Ceci peut se produire en fournissant de l'énergie à l'atome : élévation de température, rayonnement, etc.

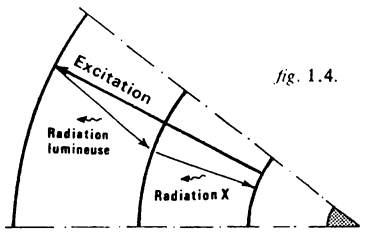


fig. 1.4.

Cet état excité est instable.

Le retour à l'état fondamental se traduit par l'émission d'une radiation électromagnétique :

- lumineuse dans le cas d'une transition couche externe-couche interne,
- de type rayon X dans le cas d'une transition entre deux couches internes (*fig.* 1.4).

1.2.3. Ionisation

L'ionisation est une perte ou un gain de un ou plusieurs électrons.
L'atome initialement neutre se charge alors
— positivement s'il perd un ou plusieurs électrons,
— négativement s'il gagne un ou plusieurs électrons.
L'atome chargé porte le nom d'**ion.** L'ion positif est un **cation,** l'ion négatif est un **anion.**

Exemples :

$$Na \rightarrow Na^{+} + \text{un électron},$$
$$Mg \rightarrow Mg^{2+} + \text{deux électrons},$$
$$Cl + \text{un électron} \rightarrow Cl^{-}$$
$$S + \text{deux électrons} \rightarrow S^{2-}$$

Intéressons-nous à la formation d'un cation (*fig.* 1.5). Pour expulser un (ou plusieurs) électrons, il faut fournir une énergie appelée « **potentiel d'ionisation** » caractéristique de chaque atome.

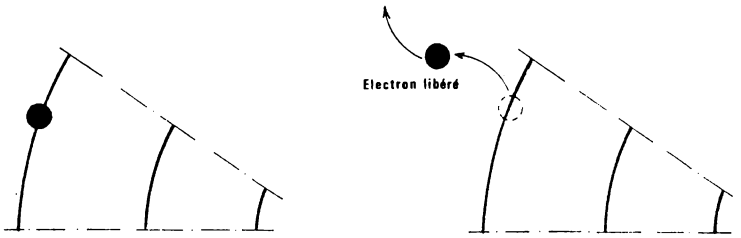


fig. 1.5.

Cette énergie est d'autant plus faible que les électrons sont plus éloignés du noyau.

Conséquences.

1. Un électron périphérique est expulsé plus facilement qu'un électron interne.
2. Dans une même colonne de la classification périodique, l'énergie d'ionisation diminue en allant du haut vers le bas [*exemple* : Li ($8{,}62.10^{-19}$ J), Na ($8{,}22.10^{-19}$ J), K ($6{,}94.10^{-19}$ J)].

On qualifie de **métaux,** les atomes pour lesquels cette énergie est relativement faible (*exemple* : Na, K, Mg, Cu, etc.). Ils sont situés à gauche de la classification périodique. Les atomes situés à droite portent le nom de **non-métaux** (*exemple* : N, O, F, etc.).

En fait, la frontière n'est pas rigide et l'on trouve, entre les deux types, des atomes intermédiaires que l'on qualifie de **semi-métaux** ou **semi-conducteurs** (*exemple* : Si, Ge).

1.3. Liaisons interatomiques et édifices

Les atomes existent très rarement à l'état isolé [*exceptions* : les gaz rares monoatomiques (hélium (He), néon (Ne), argon (Ar), etc.)].

En général, ils s'unissent entre eux et l'on peut définir deux modes généraux de liaisons interatomiques pour tous les atomes de la classification périodique :

- la **liaison covalente,**
- la **liaison ionique.**

Les atomes de la classification périodique appelés métaux adoptent un troisième modèle particulier appelé **modèle métallique,** ou **liaison métallique.**

1.3.1. La liaison covalente

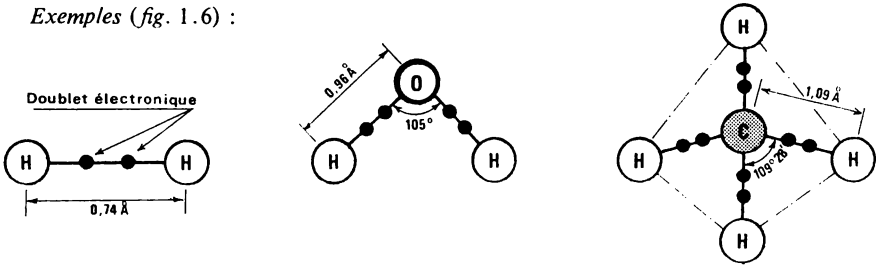
Dans cette liaison, **deux atomes s'associent en mettant en commun deux électrons périphériques pour former un doublet électronique** (*fig.* 1.6). On obtient alors une **molécule.**

Lorsque l'association se fait entre deux atomes de même nature, l'élément obtenu est dit **corps pur simple.**

Lorsque l'association se fait entre deux atomes différents, l'élément obtenu est dit **corps pur composé.**

Ce type de liaison confère à la molécule ainsi formée une grande rigidité. On peut définir des longueurs de liaisons et les angles entre deux liaisons à partir d'un même atome sont parfaitement déterminés.

Exemples (*fig.* 1.6) :



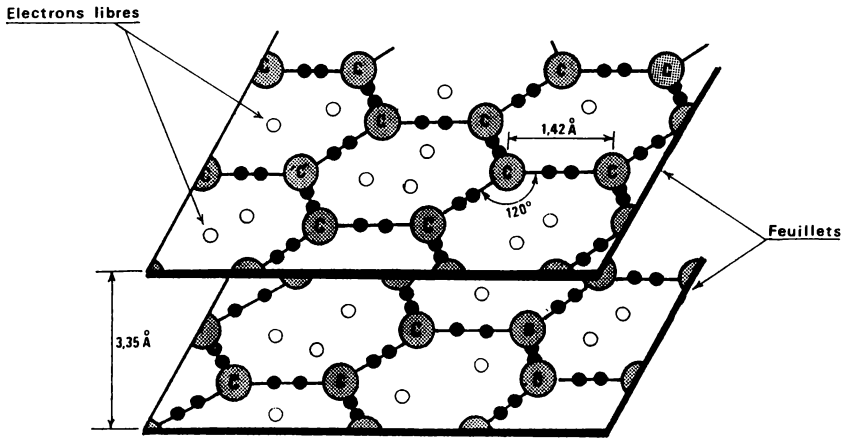
Molécule d'hydrogène Molécule d'eau Molécule de méthane

fig. 1.6.

Les exemples précédents montrent l'existence de petites molécules covalentes. Elles représentent la majorité des cas, mais il existe cependant des **édifices cristallins covalents.**

Exemples :

a) **Le carbone graphite** (*fig.* 1.7) :



Carbone graphite

fig. 1.7.

Chaque atome de carbone utilise trois électrons périphériques pour former trois liaisons covalentes avec des atomes de carbone voisins situés dans le même plan, ou *feuillet*.

Le quatrième électron périphérique peut être considéré comme délocalisé sur l'ensemble du feuillet.

Il en est de même pour chaque atome de carbone et ceci explique la très grande conductibilité électrique du carbone graphite (*cf.* 4.1).

***b*) Le carbone diamant** (*fig.* 1.8) :

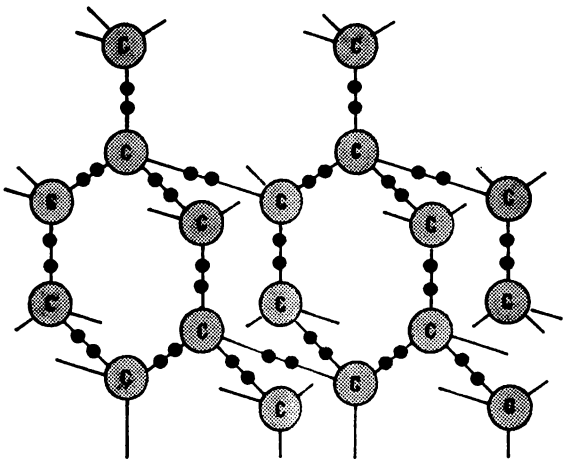


fig. 1.8.

Chaque atome de carbone est tétraédriquement entouré par quatre autres atomes de carbone. Il en résulte une structure de macromolécule covalente dans laquelle les quatre électrons externes du carbone sont appariés et ceci explique le caractère isolant du carbone diamant. Cette structure est également celle du silicium et du germanium.

1.3.2. La liaison ionique

Il s'agit dans ce cas uniquement d'édifices cristallins. La liaison ionique résulte d'un **équilibre entre forces électrostatiques pouvant s'établir entre ions de charges opposées.**

Ce cristal a une structure caractéristique pour chaque association cation-anion. On retrouve cependant certaines structures types comme celle du chlorure de sodium constitué à l'état solide d'ions Na^+ et Cl^- régulièrement espacés et formant chacun des réseaux cubiques à faces centrées (*fig.* 1.9).

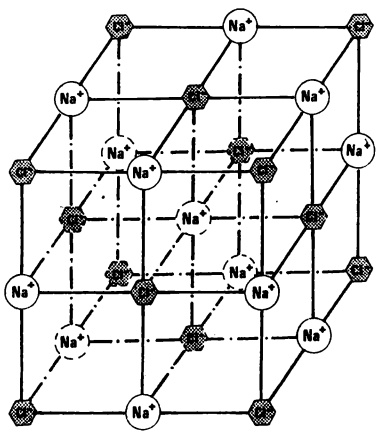


fig. 1.9. Cristal de chlorure de sodium (structure : **Cubique faces centrées**)

1.3.3. La liaison métallique

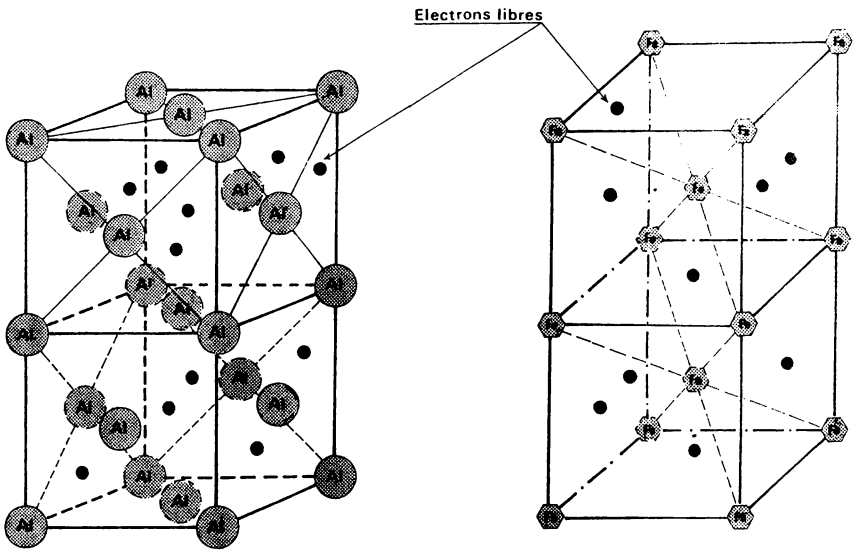
D'un point de vue chimique l'état métallique est caractérisé par un certain nombre de propriétés physiques parmi lesquelles :

- la possibilité d'émettre des électrons,
- la conductibilité électrique et thermique,
- la plasticité.

La liaison métallique permet d'expliquer la plupart de ces propriétés.

Le modèle métallique est un modèle cristallin. Aux nœuds du réseau sont situés les ions positifs (cations) correspondant au métal, les électrons périphériques étant libres de circuler dans les mailles du réseau. Ces électrons ne peuvent cependant pas quitter le métal sans une intervention extérieure particulière comme celle du chauffage (*cf.* 2.1) ou de l'irradiation lumineuse (*cf.* 11.2).

Comme pour la liaison ionique, on retrouve des structures cristallines typiques : *structure cubique faces centrées* (*fig.* 1.10.*a*), *structure cubique centrée* (*fig.* 1.10.*b*).



Cristal d'aluminium
(structure : **Cubique faces centrées**)

fig. 1.10.*a.*

Cristal de fer (structure : Cubique centrée)

fig. 1.10.*b.*

Chapitre 2

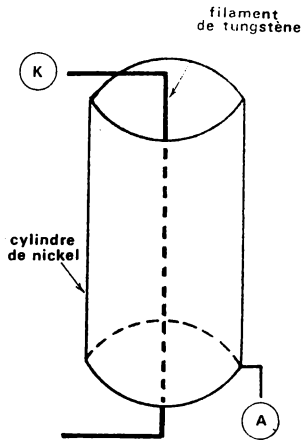
Conduction dans le vide

Par chauffage d'un métal on peut extraire des électrons de la matière : c'est l'émission thermo-électronique.

Ce phénomène est exploité dans les tubes électroniques et, en particulier, dans le tube cathodique, élément de base de l'oscillographe cathodique ou du téléviseur.

2.1. Emission thermo-électronique

Pour mettre en évidence cette émission, considérons le plus simple des tubes électroniques : **la diode à vide**.



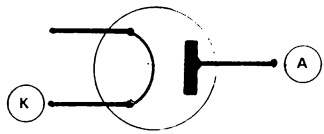


fig. 2.2.

Comme son nom l'indique, la diode à vide est une ampoule de verre où règne un vide poussé (10^{-6} mm de mercure) et qui possède deux électrodes :

- *la cathode* K constituée par un filament de tungstène,
- *l'anode* A (ou plaque) formée d'un cylindre de nickel entourant le filament (*fig.* 2.1).

Dans la suite, cette diode sera représentée suivant le schéma de la *figure* 2.2.

2.1.1. Etude expérimentale

Réalisons le montage de la *figure* 2.3.

Deux cas de fonctionnement se présentent :

- J_K *ouvert* : le filament est à la température ambiante.

Aucun courant ne passe dans le milliampèremètre quelle que soit la polarité de la tension d'alimentation E.

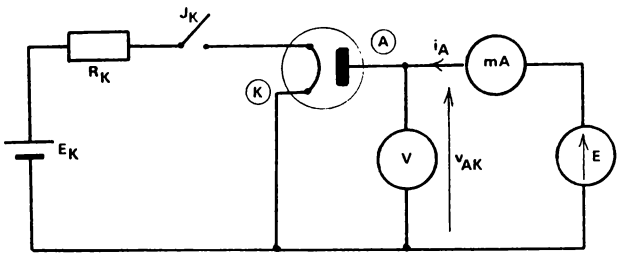


fig. 2.3.

• J_K *fermé* : le filament est incandescent.

On détecte un courant dans le milliampèremètre **si le pôle positif** de l'alimentation est relié **à l'anode.**

Conclusion : **La diode conduit** dans un seul sens, **de l'anode vers la cathode, si,** et seulement si, **le filament est chauffé et l'anode portée à un potentiel positif par rapport à la cathode.**

2.1.2. Interprétation. Loi de l'émission thermo-électronique

Les électrons libres du tungstène circulent à l'intérieur du réseau constitué par l'édifice métallique. **Par chauffage, on augmente l'agitation** de ces électrons qui acquièrent alors une énergie cinétique suffisante pour sortir du métal.

L'énergie minimale nécessaire pour extraire un électron du métal s'appelle travail de sortie (*ordre de grandeur* : 4,5 eV *pour le tungstène*).

Supposons maintenant que la cathode soit portée à une température suffisante pour expulser des électrons, trois cas sont à considérer :

Premier cas : $v_{AK} = 0$ (en désignant par v_{AK} la différence de potentiel $v_A - v_K$).

Si la cathode perd des électrons, elle devient chargée positivement. Elle crée une force de rappel qui empêche les électrons de s'éloigner (voir cours d'électrostatique) (*fig.* 2.4).

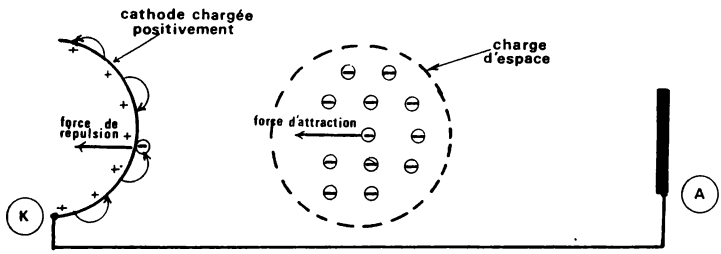


fig. 2.4.

Il y a alors formation d'un nuage électronique au voisinage de la cathode : on l'appelle **charge d'espace.**

Cette charge d'espace négative crée elle-même, au niveau de la cathode, une force répulsive qui s'oppose à la sortie de nouveaux électrons.

Il y a alors **apparition d'un état d'équilibre** dans lequel la cathode récupère autant d'électrons qu'elle en émet.

Deuxième cas : $v_{AK} > 0$.

Appliquer une différence de potentiel positive entre anode et cathode revient à établir un champ électrique $\vec{E}$ dirigé vers le potentiel le plus faible (voir cours d'électrostatique) (*fig.* 2.5).

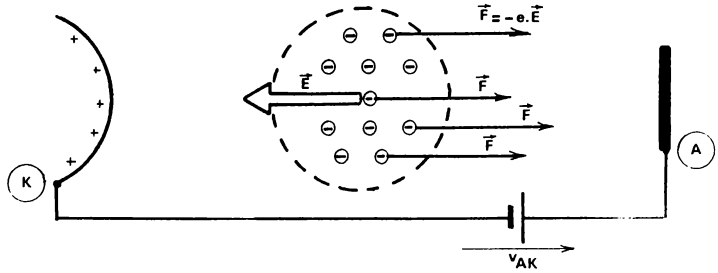


fig. 2.5.

Les électrons de la charge d'espace sont alors soumis à une force

$$\vec{F} = -e.\vec{E}$$ (voir cours d'électrostatique).

L'état d'équilibre précédent est rompu, **il y a émission électronique** de la cathode vers **l'anode.** L'espace anode-cathode devient conducteur.

Remarque. — Le courant d'électrons est en sens inverse du sens conventionnel du courant. La diode conduit de l'anode vers la cathode.

Troisième cas : $v_{AK} < 0$.

Cette fois le champ $\vec{E}$ que l'on applique est dirigé vers l'anode (*fig.* 2.6). Les électrons sont alors repoussés vers la cathode. **Aucun courant ne circule.**

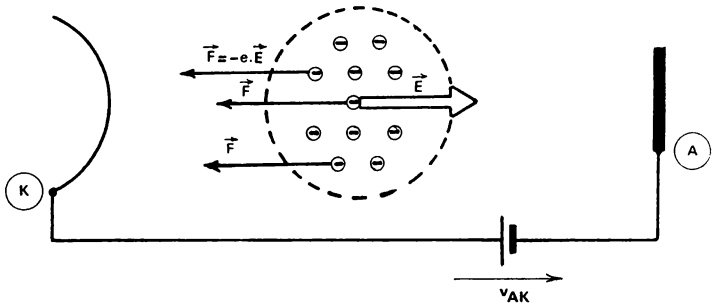


fig. 2.6.

Saturation : Pour des tensions v_{AK} positives et relativement élevées, le champ $\vec{E}$ est suffisamment intense pour que **tous les électrons émis par la cathode arrivent sur l'anode.** Un accroissement de la tension v_{AK} n'entraîne plus d'accroissement de la valeur du courant : **la diode est en régime de saturation.**

Ce courant de saturation I_s dépend du nombre d'électrons émis par la cathode (on dit encore de son *pouvoir émissif*), nombre qui dépend lui-même **de la température et du travail de sortie.**

On montre que la variation de ce courant en fonction de la température est de la forme

$$\boxed{I_s = A.T^2.\exp\left(\frac{-W_s}{kT}\right)} \quad \textbf{(loi de Richardson-Dushmann)},$$

où

T est la température absolue de la cathode,
W_s est le travail de sortie de la cathode,
k est la constante de Boltzmann ($1{,}38.10^{-23}$ J/K),
A est une constante qui dépend du métal et des dimensions de l'anode.

2.2. Accélération des électrons

Nous avons vu qu'appliquer une tension v_{AK} positive revient à établir un champ uniforme dirigé de l'anode vers la cathode.

Les électrons sont alors soumis à une force

$$\vec{F} = -e.\vec{E},$$

parallèle au champ et en sens inverse (*fig.* 2.7).

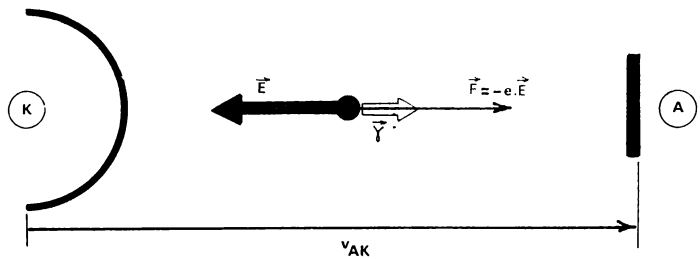


fig. 2.7.

D'après le principe fondamental de la dynamique, **l'électron prend un mouvement uniformément accéléré, d'accélération**

$$\boxed{\vec{\gamma} = \frac{\vec{F}}{m} = -\frac{e.\vec{E}}{m}.}$$

Le travail accompli par la force $\vec{F}$ dans le trajet anode-cathode est égal à

$$\begin{aligned} W &= -e(v_K - v_A) \quad \text{(voir cours d'électrostatique)} \\ &= +e(v_A - v_K) \\ &= +e.v_{AK}. \end{aligned} \qquad (1)$$

D'autre part, d'après le théorème de l'énergie cinétique, ce travail est égal à la variation de l'énergie cinétique de l'électron :

$$W = \frac{1}{2}m.v_a^2 - \frac{1}{2}m.v_k^2, \qquad (2)$$

avec

v_a = vitesse de l'électron sur l'anode,

v_k = vitesse de l'électron au départ de la cathode.

Or, les électrons quittent la cathode à une vitesse pratiquement nulle :

$$v_k \approx 0 . \qquad (3)$$

De (1), (2) et (3) on déduit **la vitesse d'impact des électrons sur l'anode :**

$$v_a = \sqrt{\frac{2\,e.v_{AK}}{m}} .$$

En remplaçant $e = 1{,}6.10^{-19}$ C et $m = 0{,}9.10^{-30}$ kg par leur valeur, il vient

$$v_a\,(\text{km/s}) \approx 600\sqrt{v_{AK}}\,(\text{V}) .$$

Exemple : $v_{AK} = 100$ V $\Rightarrow v_a = 6\,000$ km/s.

Remarque. — Pour v_{AK} supérieur à 25.10^4 V, on trouverait v_a supérieur à 300 000 km/s (vitesse de la lumière dans le vide). Or, une telle vitesse est impossible. Il faudrait dans ces conditions tenir compte de la variation de la masse en fonction de la vitesse (théorie de la relativité d'Einstein).

2.3. Tube cathodique

Le tube cathodique est un tube électronique qui exploite le phénomène d'émission thermo-électronique.

Par actions de champs électriques ou magnétiques, le faisceau d'électrons issu d'une cathode émissive est concentré et dévié, il impressionne ensuite une surface sensible pour donner une information. Cette information pourra être, par exemple, une image visible dans le cas de l'oscilloscope ou de la télévision.

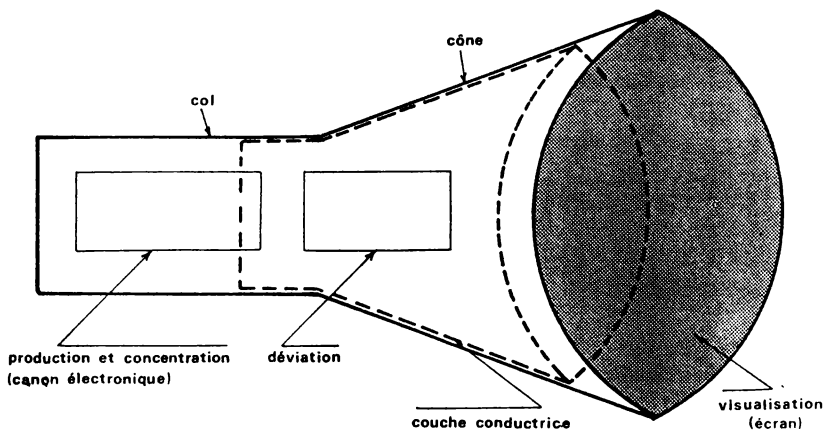


fig. 2.8.

2.3.1. Description

Nous nous intéresserons ici seulement aux dispositifs de production, de concentration et de visualisation du faisceau électronique. Les procédés de déviation seront étudiés dans le chapitre 3 sur deux applications essentielles : l'oscillographe cathodique et la télévision.

Un tube cathodique est une enveloppe de verre dans laquelle règne un vide très poussé (*pression de l'ordre de* 10^{-6} mm *de mercure*). Il est enduit partiellement, à l'intérieur, d'une couche conductrice de graphite et **comprend une partie conique** (*le cône*) **prolongée par une partie tubulaire** (*le col*) (*fig.* 2.8).

Le dispositif de production et de concentration du faisceau (situé dans le col), **appelé canon électronique,** comprend quatre électrodes cylindriques et coaxiales (*fig.* 2.9) :

- **(K), cathode émissive** (chauffée indirectement par le filament F).
- **(W), Wehnelt** (nom du savant allemand qui imagina cette électrode). *Son potentiel est négatif par rapport à la cathode* (*variable de* 0 *à* − 50 V). Cylindre de nickel percé d'un trou, elle entoure la cathode.
- **(A_1), anode de concentration.** Cylindre de nickel à plusieurs diaphragmes, elle est portée à un *potentiel variable, positif par rapport à la cathode* (400 *à* 500 V).
- **(A_2), anode d'accélération.** De constitution analogue à la précédente, elle est portée à un *potentiel fixe, positif par rapport à la cathode* (*de l'ordre de* 2 kV).

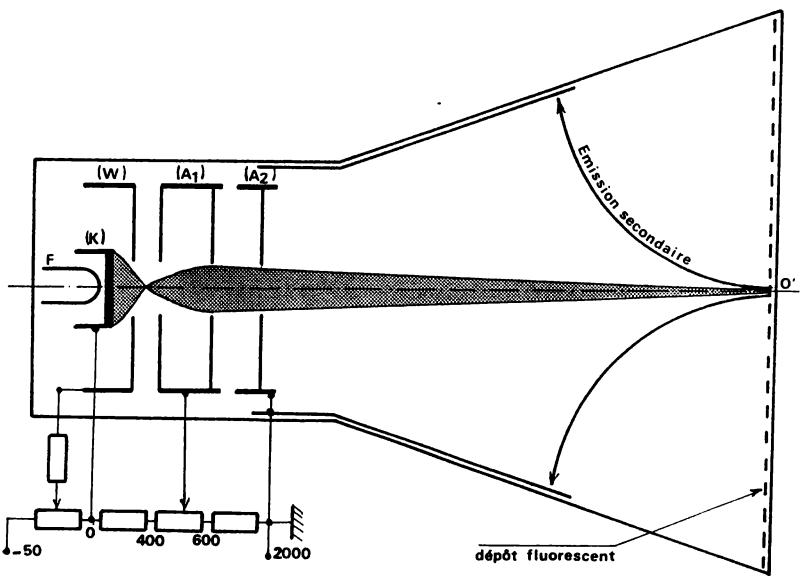


fig. 2.9.

Le dispositif de visualisation, dans le cas de l'oscilloscope ou du téléviseur, **est constitué par un dépôt** (sur la face interne du fond du cône) **d'une substance fluorescente** qui émet de la lumière lorsqu'elle est frappée par des électrons.

Le point d'impact devient donc une tache lumineuse appelée **spot.**

Sa couleur dépend de la substance fluorescente :

— jaune-vert avec du silicate de zinc,
— bleu-violet avec du tungstate de calcium.

2.3.2. Trajectoires électroniques

Un faisceau divergent d'électrons est émis de chaque point K_1, K_2, K_3, ... de la cathode. Par l'intermédiaire des trois électrodes (W), (A_1) et (A_2), tous les faisceaux électroniques vont converger en un point O' de l'écran (*fig.* 2.10).

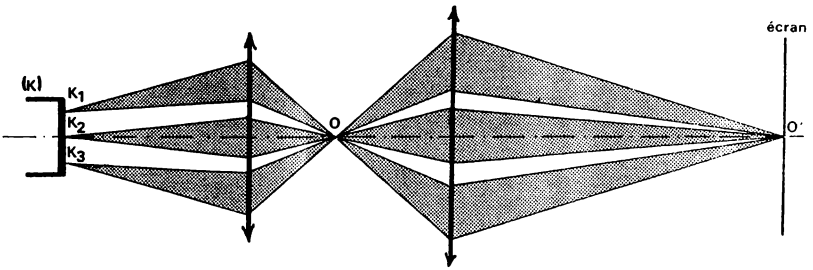


fig. 2.10.

Ces trois électrodes jouent, vis-à-vis du faisceau d'électrons, le rôle que joueraient deux lentilles pour un faisceau lumineux. Par analogie, on dit qu'elles constituent des **lentilles électrostatiques.**

Première lentille : (W)-(A_1).

Par leur disposition et leur potentiel relatif, ces deux électrodes font converger les faisceaux issus de la cathode en des points K'_1, K'_2, K'_3, ... Ces faisceaux se croisent dans une zone de très faible section appelée **cross-over** (*fig.* 2.11).

Deuxième lentille : (A_1)-(A_2).

Les faisceaux issus de O convergent en un point O' de l'écran (*fig.* 2.11).

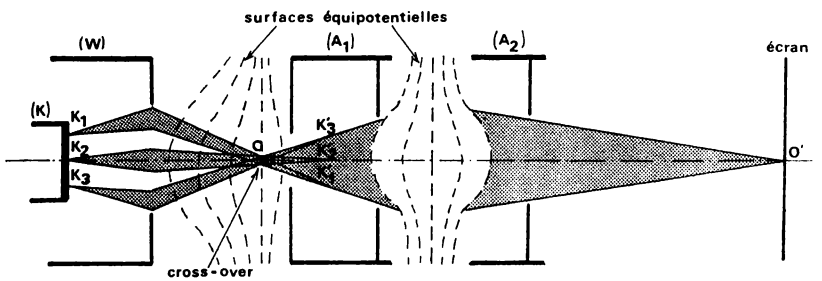


fig. 2.11.

2.3.3. Réglages

Réglage de concentration

Le potentiel V_{A_1} de la première anode (A_1) (variable) permet d'ajuster la vergence de la deuxième lentille, donc d'amener le point O′ de convergence du faisceau sur l'écran.

Si V_{A_1} est insuffisant ou trop important, O′ se trouve avant ou après l'écran (*fig.* 2.12).

En télévision, un réglage incorrect entraîne un flou de l'image.

Sur un oscilloscope, le potentiel V_{A_1} est accessible par l'intermédiaire du bouton « concentration ». Si l'on tourne ce bouton, on constate que la largeur du spot passe par un minimum.

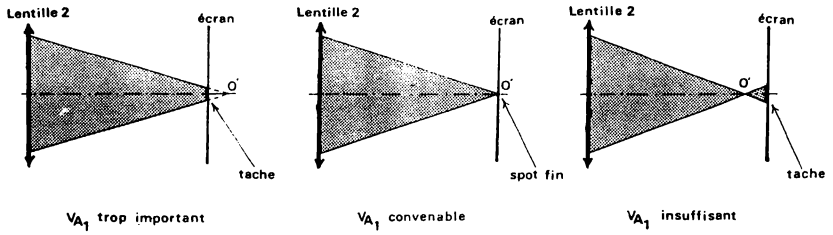


fig. 2.12.

Réglage d'intensité

Le Wehnelt (W) permet d'ajuster la vergence de la première lentille et de régler le débit électronique.

Or, la luminance du spot dépend de la vitesse d'impact des électrons et du nombre d'impacts, donc du débit électronique.

La vitesse d'impact est constante. En effet, après la deuxième anode (A_2), le champ électrique axial est nul.

La vitesse des électrons est donc uniquement déterminée par le potentiel V_{A_2} de (A_2), d'où l'appellation d'anode d'accélération.

Ce potentiel étant généralement constant, la vitesse au niveau de l'écran est constante et vaut

$$v_e\,(\text{km/s}) = 600\sqrt{V_{A_2}}\ \ (\text{V}) \qquad (cf.\ 2.2)\,.$$

Pour régler l'intensité lumineuse, on agira sur le débit électronique en faisant varier le potentiel du Wehnelt.

Remarques

1. Le potentiel du Wehnelt commande la position du cross-over O, donc celle du point image O′. *Le réglage d'intensité modifie celui de la concentration.*

Pour pallier cet inconvénient, les constructeurs introduisent **une troisième anode entre (A_1) et (W) portée à un potentiel constant.**

2. **Emission secondaire.** Chaque électron arrivant sur l'écran possède une énergie cinétique. *Cette énergie* provoque la fluorescence de la substance déposée sur l'écran (donc l'émission de lumière), se transforme partiellement en chaleur et, si elle est suffisamment grande, elle *peut extraire des électrons du dépôt fluorescent.* On dit qu'il y a émission secondaire.

Grâce à cette émission secondaire, l'écran, généralement isolé des autres électrodes, ne se charge pas négativement.

Les électrons secondaires sont captés par l'anode (A_2) et par la couche de graphite (potentiel le plus élevé). Un état d'équilibre s'établit, le nombre d'électrons secondaires devenant égal au nombre d'électrons incidents. Le potentiel de l'écran prend alors une valeur proche de V_{A_2} [potentiel de (A_2)].

E.2. Exercices

Exercices d'application

E.2.1

Le courant de saturation d'une diode à vide, à cathode de tungstène, est 30 A, si la cathode est chauffée à 2 400 °C.

Le coefficient A de la formule de Richardson-Dushmann vaut 60 A/K^2, calculer le travail de sortie des électrons.

Solution :

Appliquons la formule de Richardson-Dushmann :

$$I_s = A.T^2.\exp\left(-\frac{W_s}{kT}\right),$$

$$30 = 60 \times (2\,673)^2.\exp\left(-\frac{W_s}{1{,}38.10^{-23} \times 2\,673}\right),$$

$$W_s = 1{,}38.10^{-23} \times 2\,673.\ln[2(2\,673)^2] = 6{,}07.10^{-19}\ \text{J},$$

$$\boxed{W_s = 3{,}8\ \text{eV}.}$$

E.2.2

Dans un tube électronique la tension d'anode est 100 V, la distance anode-cathode 2 cm. Le champ électrique est supposé uniforme.

a) Calculer le champ et l'accélération des électrons.

b) Calculer la vitesse d'impact sur l'anode. Vérifier ce résultat en appliquant le théorème de l'énergie cinétique.

Solution :

a) Le champ étant supposé uniforme :

$$\boxed{E = \frac{v_{AK}}{d} = 5\,000\ \text{V/m}.}$$

Les électrons sont soumis à une force dont le module vaut

$$F = e.E.$$

L'accélération est obtenue par application du principe fondamental de la dynamique :

$$\gamma = \frac{e.E}{m} = \frac{1{,}6.10^{-19} \times 5\,000}{0{,}9.10^{-30}},$$

$$\boxed{\gamma = 9.10^{14}\ \text{m/s}^2\ .}$$

b) Le mouvement étant uniformément accéléré, la vitesse s'exprime en fonction de l'accélération suivant la relation

$$v = \gamma.t + v_0\ ,$$

avec v_0 vitesse initiale.

Or, les électrons quittent la cathode à une vitesse pratiquement nulle. Si l'on choisit, comme instant initial, l'instant où les électrons quittent la cathode. il vient

$$v_0 = 0\ .$$

La distance parcourue s'exprime en fonction de l'accélération suivant la relation

$$x = \frac{1}{2} \cdot \gamma \cdot t^2 + x_0\ ,$$

avec x_0 abscisse initiale.

Si l'on place l'origine des abscisses à la cathode : $x_0 = 0$. on en tire

$$x = \frac{1}{2} \cdot \gamma \cdot t^2 = \frac{1}{2}\left(\frac{v}{\gamma}\right)^2,$$

ce qui entraîne

$$v^2 = 2.\gamma.x\ .$$

Si l'on se place sur l'anode, alors

$$v = v_a \quad \text{et} \quad x = d\ ,$$

d'où

$$v_a^2 = 2 \times 9.10^{14} \times 2.10^{-2}\ ,$$

$$\boxed{v_a = 6.10^6\ \text{m/s} = 6\,000\ \text{km/s}\ .}$$

L'application du théorème de l'énergie cinétique conduit à la relation

$$\frac{1}{2} \cdot m \cdot v_a^2 = e \cdot v_{AK} \qquad (cf.\ 2.2)\ ,$$

d'où

$$v_a = 600\sqrt{v_{AK}}\ ,$$

$$\boxed{v_a = 6\,000\ \text{km/s}\ .}$$

Exercices de synthèse

E.2.3

Une diode à vide débite un courant de 40 mA lorsque la tension $v_{AK} = 50$ V.

a) Calculer le nombre d'électrons qui arrivent sur l'anode par seconde.

b) Calculer l'énergie calorifique que produirait la transformation intégrale de l'énergie cinétique des électrons qui arrivent sur l'anode au bout d'une heure de fonctionnement.

Réponses : *a*) $2{,}5.10^{17}$ électrons. *b*) 7 200 J.

E.2.4

Un électron est placé dans un champ électrique uniforme de 22,5 kV/m.

a) Calculer la force qui s'exerce sur lui.

b) Calculer l'intensité de l'accélération à laquelle il est soumis.

Réponses : *a*) $3{,}6.10^{-15}$ N. *b*) 4.10^{15} m/s^2.

E.2.5

Etudier la fonction $v = f(v_{AK})$ donnant la vitesse d'impact sur l'anode en fonction de la tension d'accélération v_{AK}.

E.2.6

Un tube cathodique a une tension d'accélération de 25 kV. Calculer la vitesse des électrons arrivant sur l'écran

a) en appliquant la formule classique,

b) en appliquant la formule relativiste

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}},$$

avec

m_0 = masse de l'électron au repos = $0{,}9.10^{-30}$ kg,

c = vitesse de la lumière dans le vide = 300 000 km/s,

m = masse de l'électron à la vitesse v.

Réponses : *a*) $v = 94\,280$ km/s. *b*) $v = 91\,970$ km/s.

E.2.7

Etudier la fonction $v = f(v_{AK})$ donnant la vitesse acquise en fonction de la tension d'accélération en appliquant la formule relativiste de l'exercice E.2.6.

Chapitre 3

Oscillographe cathodique - Télévision

Par adjonction d'un dispositif de déviation à l'intérieur d'un tube cathodique, il est possible de faire décrire au spot une image visible sur l'écran fluorescent.

Dans l'oscillographe cathodique (ou oscilloscope), la déviation du faisceau électronique est due à l'action d'un champ électrique sur les électrons. Par contre, en télévision, c'est sous l'action d'un champ magnétique que le spot lumineux pourra explorer la totalité de l'écran.

3.1. Déviation des électrons par un champ électrique uniforme, normal au déplacement

Soit une région (R) du plan où règne un champ électrique uniforme $\vec{E}$ (*fig.* 3.1, zone tramée).

Supposons qu'à un instant pris comme origine, un électron animé d'une vitesse $\vec{v}_0$ (normale à $\vec{E}$) pénètre dans (R).

Repérons sa position par ses coordonnées (x ; y), le centre de coordonnées étant sa position à l'instant initial.

Soit M la position de l'électron à un instant t quelconque.

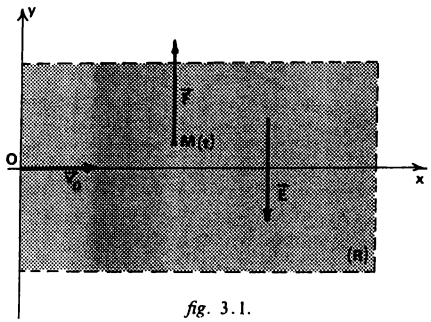


fig. 3.1.

Nous avons vu (*cf.* 2.2) qu'un électron placé dans un champ électrique est soumis à une force

$$\vec{F} = -e.\vec{E},$$

parallèle au champ et en sens inverse.

Le mouvement peut être décomposé suivant les deux axes du repère :

— **suivant Ox,** la composante $\vec{F}_x$ de $\vec{F}$ est nulle. **Le mouvement est uniforme** de vitesse

$$v_x = v_0 .$$

On en déduit l'abscisse en fonction du temps :

$$x = v_0.t \ ; \qquad (1)$$

— **suivant Oy,** la composante $\vec{F}_y$ de $\vec{F}$ est constante et vaut $e.\|\vec{E}\|$. **Le mouvement est uniformément accéléré** d'accélération

$$\gamma_y = \frac{e.\|\vec{E}\|}{m} = \frac{e.E}{m}.$$

La composante v_y de la vitesse est donc de la forme :

$$v_y = \gamma_y.t + v_{0y}.$$

Or, v_0 étant parallèle à Ox, $v_{0y} = 0$, d'où

$$v_y = \gamma_y.t.$$

On en déduit l'ordonnée en fonction du temps :

$$y = \frac{1}{2} \cdot \gamma_y \cdot t^2. \qquad (2)$$

L'élimination de t entre les relations (1) et (2) nous fournit l'équation de la trajectoire :

$$\boxed{y = \frac{1}{2} \cdot \gamma_y \left(\frac{x}{v_0}\right)^2.} \qquad (3)$$

La trajectoire est une parabole passant par O et d'axe Oy (*fig.* 3.2).

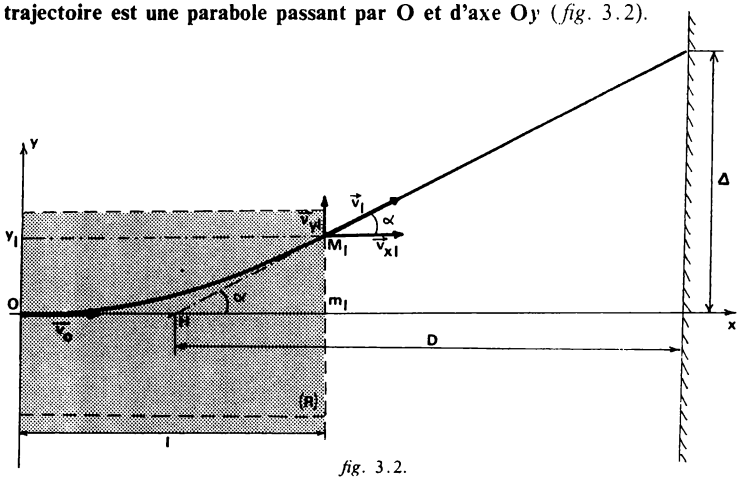


fig. 3.2.

Désignons par l la longueur suivant Ox où règne le champ électrique $\vec{E}$.
Soit M_l la position de l'électron sur sa trajectoire correspondant à l'abscisse $x = l$.
L'ordonnée de M_l nous est donnée par la relation (3) :

$$y_l = \frac{1}{2} \cdot \gamma_y \cdot \left(\frac{l}{v_0}\right)^2.$$

La pente de la tangente en M_l (qui est aussi l'inclinaison du vecteur vitesse par rapport à Ox) est obtenue à partir de la dérivée de $y = f(x)$ pour $x = l$:

$$y' = \gamma_y \cdot \frac{x}{v_0^2},$$

d'où

$$\operatorname{tg}\alpha = y'_l = \gamma_y \cdot \frac{l}{v_0^2} = \frac{eEl}{mv_0^2}.$$

L'équation de la tangente en M_l est de la forme :

$$(y - y_l) = \operatorname{tg}\alpha.(x - x_l),$$

soit

$$\left(y - \frac{1}{2}\gamma_y \cdot \left(\frac{l}{v_0}\right)^2\right) = \gamma_y \cdot \frac{l}{v_0^2} \cdot (x - l).$$

L'abscisse de l'intersection de cette tangente avec l'axe Ox se déduit en faisant $y = 0$:

$$x = \frac{l}{2}.$$

La tangente en M_l coupe donc **la tangente au sommet de la trajectoire en H,** milieu de Om_l (*fig.* 3.2).

Lorsque l'électron quitte la région (R), le champ électrique est nul. Il n'est plus soumis à aucune force.

D'après le principe de l'inertie **son mouvement est rectiligne uniforme.** Sa vitesse vaut v_l et sa trajectoire a pour équation celle de la tangente en M_l, soit

$$\boxed{y = \frac{eEl}{mv_0^2} \cdot \left(x - \frac{l}{2}\right).} \qquad (4)$$

Supposons qu'un écran soit placé à une distance D de H et perpendiculairement à Ox (*fig.* 3.2).

L'ordonnée du point d'impact sur l'écran, on dit encore la **déviation,** nous est donnée par l'équation (4), en faisant $x = D + \frac{l}{2}$:

$$\boxed{\Delta = \frac{eEl D}{mv_0^2}.} \qquad (5)$$

Réalisation pratique d'un champ électrique uniforme : le procédé le plus commode pour établir un champ électrique uniforme est d'utiliser un condensateur plan.

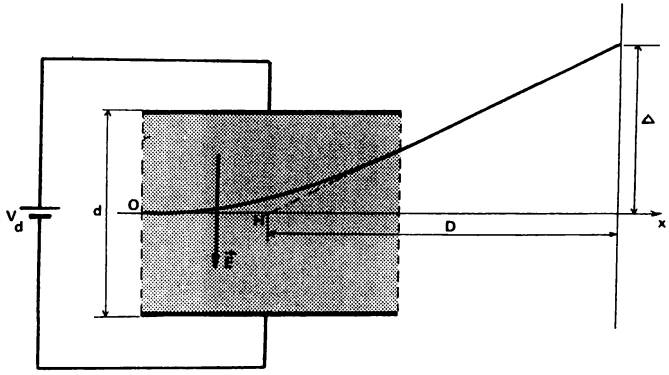


fig. 3.3.*a.*

Si l'on applique une différence de potentiel V_d entre les armatures d'un condensateur, on crée dans l'espace qui les sépare un champ uniforme d'intensité $\frac{V_d}{d}$, où d est la distance entre les plateaux (*fig.* 3.3.*a*).

Si l'on change la polarité de V_d, le sens du champ est inversé, de même que la déviation (*fig.* 3.3.*b*).

Dans ce cas-là, on peut en déduire la **déviation du faisceau** sur un écran vertical, situé à une distance D du milieu des plaques, **en fonction de la** tension V_d dite **tension de déviation :**

$$\Delta = \frac{e l D V_d}{m v_0^2 d}. \qquad (6)$$

La déviation est proportionnelle à la tension de déviation.

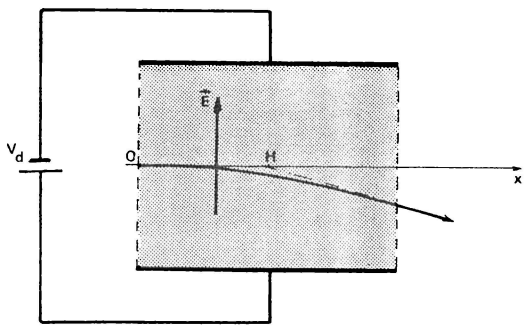
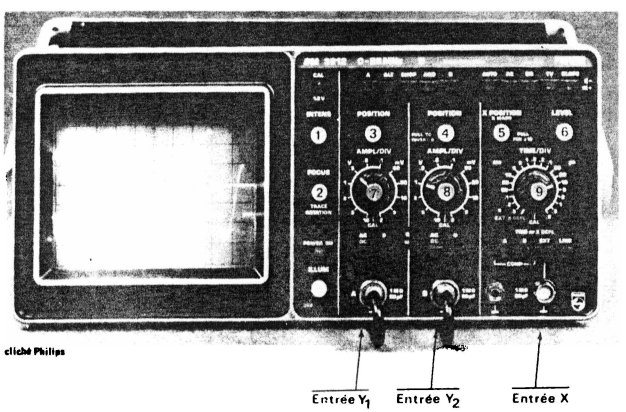


fig. 3.3.*b*.

3.2. Oscillographe cathodique ou oscilloscope (*fig.* 3.4)



1. Réglage intensité
2. Réglage concentration
3. Cadrage Y_1
4. Cadrage Y_2
5. Cadrage X
6. Réglage seuil de déclenchement
7. Calibre ampli. Y_1
8. Calibre ampli. Y_2
9. Calibre base de temps

Oscilloscope bicourbe

fig. 3.4.

L'élément de base de l'oscillographe cathodique est un tube cathodique (*cf.* 2.3) dans lequel le **dispositif de déviation** est constitué de deux paires de plaques, l'une horizontale (dite **paire de déviation verticale**), l'autre verticale (dite **paire de déviation horizontale**) (*fig.* 3.5).

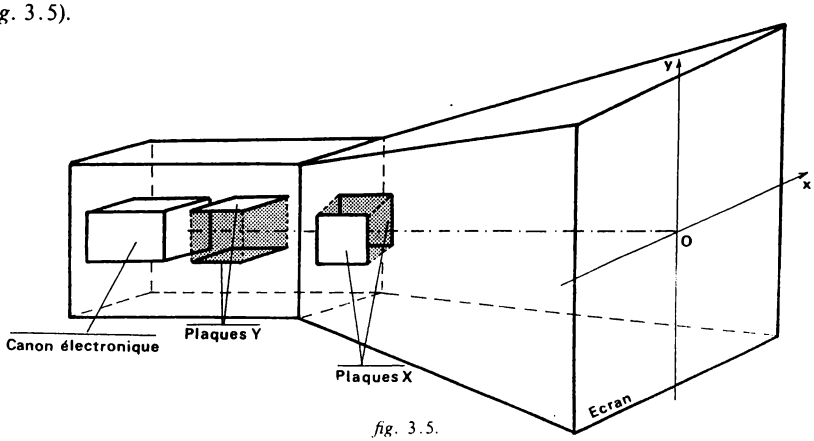


fig. 3.5.

3.2.1. Description (*fig.* 3.6)

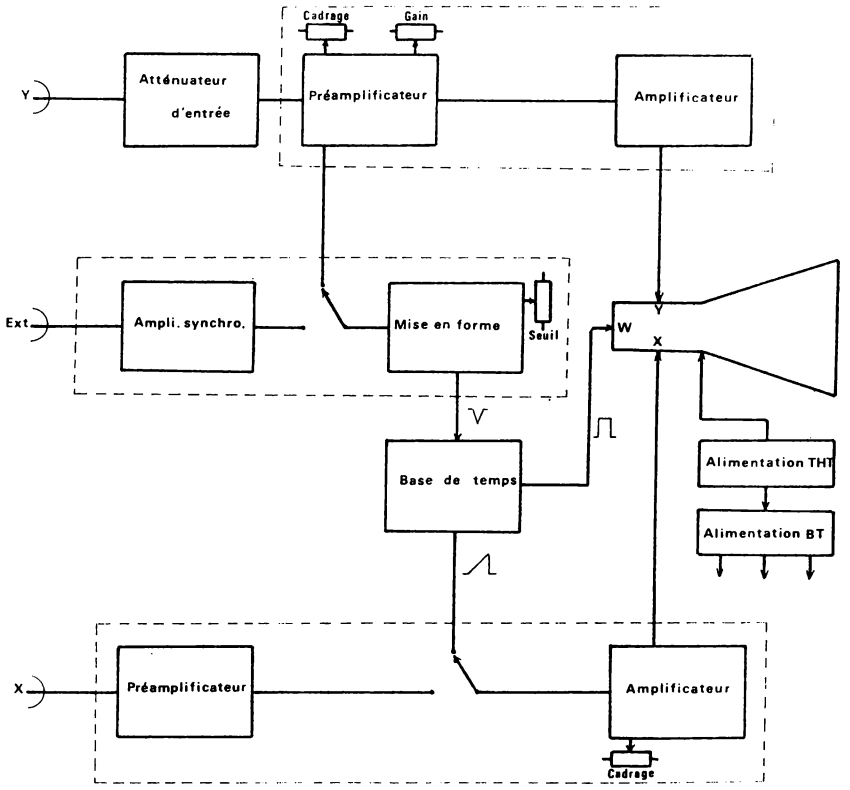


fig. 3.6.

L'oscilloscope présente essentiellement les organes suivants :

— **le tube cathodique** : il sert à produire, concentrer et dévier le faisceau électronique. Il est muni d'un écran fluorescent ;

— **un amplificateur vertical** : on verra (*cf.* 3.2.2) que pour observer des déviations convenables sur l'écran, il faudrait appliquer des tensions de déviation très importantes. Pour améliorer la sensibilité de l'appareil, on place donc à l'entrée un amplificateur. Cet amplificateur ayant généralement une très grande amplification, on le précède d'un atténuateur étalonné pour pouvoir appliquer des signaux de tension élevée. Cet atténuateur fournit le calibrage de l'appareil ;

— **un amplificateur horizontal** ayant les mêmes fonctions que le précédent vis-à-vis des plaques de déviation horizontale ;

— **une base de temps ou générateur de balayage** (*cf.* 3.2.3) ;

— **un dispositif de synchronisation** (*cf.* 3.2.4) ;

— **deux alimentations** : l'une basse tension pour les amplificateurs, l'autre à très haute tension (THT) pour le canon électronique.

3.2.2. Déviations du faisceau

Le faisceau traverse dans l'ordre :

— les plaques de déviation verticale (plaques Y),
— les plaques de déviation horizontale (plaques X).

Nous avons vu (*cf.* 3.1 relation (6)) que la déviation observée sur un écran, situé à une distance D du centre des plaques, s'exprime, en fonction de la tension de déviation, suivant la relation :

$$\Delta_y = \frac{e.l_y.\mathrm{D}_y}{m.v_0^2.d_y} \cdot \mathrm{V}_{d_y},$$

avec

e = charge élémentaire ($1{,}6.10^{-19}$ C),
m = masse de l'électron ($0{,}9.10^{-30}$ kg),
v_0 = vitesse à l'entrée des plaques,
l_y = longueur des plaques,
d_y = distance entre les plaques,
D_y = distance de l'écran au milieu des plaques,
V_{d_y} = tension de déviation.

Or, on montre que, pour des plaques de dimensions classiques, la vitesse à la sortie des plaques est pratiquement égale à la vitesse à l'entrée (*cf.* E.3.1).

On peut donc admettre que la vitesse à l'entrée des plaques X est la même que celle à l'entrée des plaques Y. Il en résulte l'expression de la déviation horizontale en fonction de la tension de déviation :

$$\Delta_x = \frac{e.l_x.\mathrm{D}_x}{m.v_0^2.d_x} \cdot \mathrm{V}_{d_x}.$$

On sait par ailleurs (*cf.* 2.2) que la vitesse acquise par les électrons s'exprime en fonction de la tension d'accélération V_a par la relation suivante :

$$\frac{1}{2} \cdot m \cdot v_0^2 = e \cdot \mathrm{V}_a.$$

Il en résulte les expressions des **déviations verticale et horizontale :**

$$\Delta_y = \frac{l_y \cdot D_y}{2\,d_y} \cdot \frac{V_{d_y}}{V_a},$$
$$\Delta_x = \frac{l_x \cdot D_x}{2\,d_x} \cdot \frac{V_{d_x}}{V_a}.$$

On définit la sensibilité du tube par le quotient de la déviation par la tension de déviation. Elle s'exprime généralement en centimètres par volt (cm/V).

Des relations précédentes, on déduit les **sensibilités verticale et horizontale :**

$$s_y = \frac{\Delta_y}{V_{d_y}} = \frac{l_y \cdot D_y}{2\,d_y \cdot V_a},$$
$$s_x = \frac{\Delta_x}{V_{d_x}} = \frac{l_x \cdot D_x}{2\,d_x \cdot V_a}.$$

Remarque. — En raison de la position des plaques, s_y est supérieure à s_x. En effet, les plaques X étant plus proches de l'écran, D_x est inférieure à D_y.

Le tube idéal doit être
— peu encombrant (D petit),
— lumineux (vitesse d'impact du faisceau sur l'écran importante, donc V_a grand),
— à faible capacité des plaques de déviation (l petit, d grand).

On constate que le paramètre sensibilité est en contradiction avec tous les autres. Pour réaliser un compromis, on utilisera des amplificateurs et un certain nombre d'améliorations au niveau de la conception du tube : post-accélération, plaques de déviation évasées et fractionnées.

Post-accélération

Pour permettre une bonne sensibilité, le faisceau doit être faiblement accéléré au niveau des plaques (V_a petit). Pour améliorer la luminosité, on l'accélère de nouveau après son passage entre les plaques. On introduit pour cela une anode de post-accélération portée à un potentiel de plusieurs kilovolts et placée au voisinage de l'écran (*fig.* 3.7). En fait, on constate que le champ électrique de post-accélération crée des distorsions suivant la déviation. Pour remédier à cela, l'anode précédente est remplacée par une anode spiralée (spirale résistante déposée sur la face interne du tube) portée à un potentiel de l'ordre de 1 kV (*fig.* 3.8).

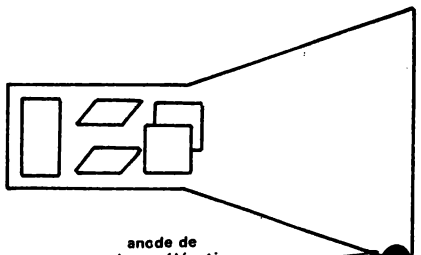


fig. 3.7.

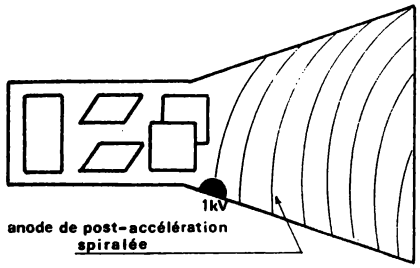


fig. 3.8.

Remarque. — En fait, le champ de post-accélération influe sur la déviation. Pour l'éviter, on place une grille de champ (transparente aux électrons). On réalise ainsi de très importantes post-accélérations (*fig.* 3.9).

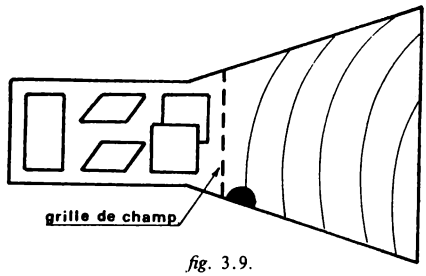


fig. 3.9.

Plaques de déviation évasées et fractionnées

Pour permettre une bonne sensibilité, les plaques devraient être longues et rapprochées. Mais dans ce cas-là, le faisceau risquerait de les heurter. Aussi leur donne-t-on une forme évasée en sortie (*fig.* 3.10).

Si elles sont très longues se pose le problème du temps de transit : c'est le temps mis pour passer d'un côté à l'autre des plaques $\left(t_t = \frac{l}{v_0}\right)$.

Supposons que V_d soit sinusoïdale de période t_t. Un électron occupera à la sortie la même position qu'à l'entrée, puisque la tension V_d aura repris la même valeur. Il n'y aura pas eu de déviation. Le temps de transit doit être faible devant la durée du signal à étudier, ce qui nécessite pour des signaux haute fréquence des plaques très courtes et rend médiocre la sensibilité. Pour remédier à ce problème, on utilise des plaques fractionnées (ou segmentées) (*fig.* 3.11). Ces plaques sont reliées par une ligne à retard, le temps de propagation le long de cette ligne étant égal au temps de transit. Il en résulte une accumulation des déviations successives.

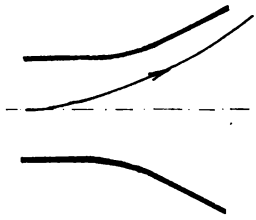


fig. 3.10.

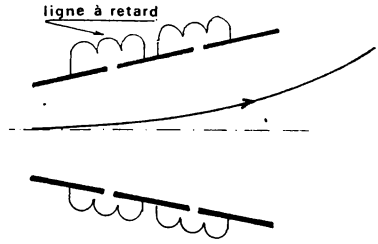


fig. 3.11.

Cas des tubes multifaisceaux (oscilloscopes bicourbes)

La nécessité d'étudier plusieurs signaux simultanément conduit à l'emploi d'appareils bicourbes qui sont équipés de tubes multifaisceaux.

Il en existe trois types essentiels :

— *tubes multicanons à plaques de déviation horizontale séparées.* Il s'agit en fait de plusieurs tubes réunis dans la même enveloppe (*fig.* 3.12) ;

— *tubes multicanons à plaques de déviation horizontale communes.* Tous les phénomènes sont observés avec la même vitesse de balayage (*cf.* 3.2.3) (*fig.* 3.13) ;

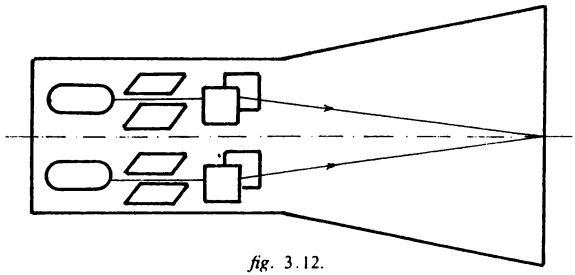


fig. 3.12.

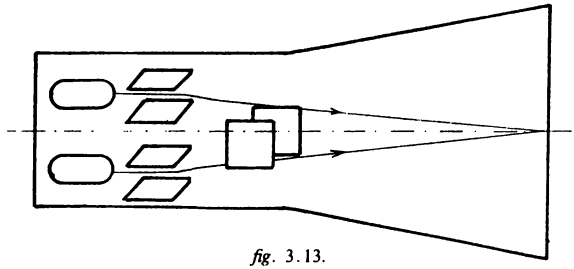


fig. 3.13.

— *tubes multifaisceaux.* Le faisceau est partagé et chaque partie est aiguillée vers un système de déviation verticale. Ce système, économique, présente deux défauts essentiels : non-indépendance des deux voies ; intensité lumineuse identique pour les deux voies.

Si l'on applique une tension V_{d_y} sur les plaques Y et une tension V_{d_x} sur les plaques X, le spot qui était au centre de l'écran en l'absence de signal (*fig.* 3.14.*a*) prend une position M (*fig.* 3.14.*b*), les coordonnées de M étant proportionnelles à V_{d_y} et V_{d_x}.

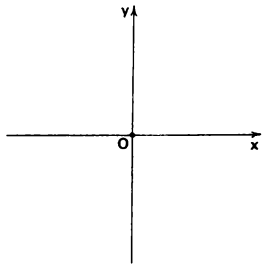


fig. 3.14.*a.*

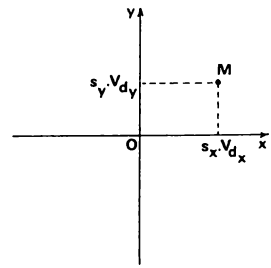


fig. 3.14.*b.*

Remarque. — **Centrage du spot.** En réalité, en l'absence de signal, le spot n'est pas tout à fait au centre de l'écran. Pour le centrer, on applique sur chacun des systèmes de déviation une tension continue délivrée par un potentiomètre. On effectue le cadrage (*fig.* 3.15).

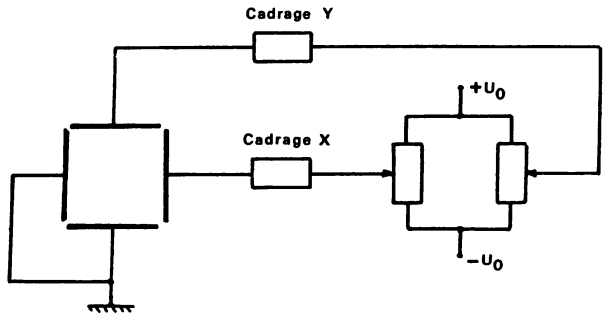


fig. 3.15.

3.2.3. Base de temps

Mécanisme de formation de l'image

Soit un écran de dimensions 10 × 10 cm. Supposons que la sensibilité horizontale s_x (ensemble plaques X et amplificateur horizontal) soit 1 cm/V.

Appliquons sur l'entrée X une tension de déviation V_{d_x} de la forme

$$V_{d_x}(t) = 5(t - 1) \qquad (fig.\ 3.16.a).$$

Or, la sensibilité s_x s'exprime en fonction de la déviation Δ_x et de la tension de déviation V_{d_x} par la relation (*cf.* 3.2.2)

$$s_x = \frac{\Delta_x}{V_{d_x}}.$$

On en déduit l'expression de la déviation en fonction du temps :

$$\Delta_x(t) = 5(t - 1) \qquad (fig.\ 3.16.b).$$

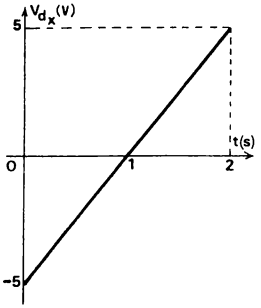


fig. 3.16.*a*.

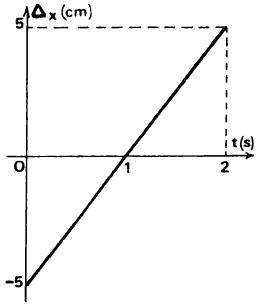


fig. 3.16.*b*.

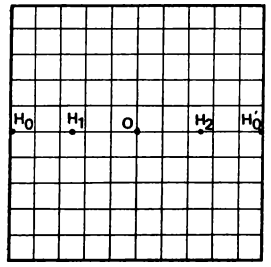


fig. 3.17.

En l'absence de signal sur l'entrée Y, la courbe $\Delta_x(t)$ nous donne la position du spot sur l'axe horizontal à tout instant.

Exemple :

- $t = 0$, $\Delta_x(0) = -5$ cm, le spot est à gauche de l'écran en H_0 (*fig.* 3.17).
- $t = 0{,}5$ s, $\Delta_x(0{,}5) = -2{,}5$ cm, le spot est en H_1.
- $t = 1$ s, $\Delta_x(1) = 0$ cm, le spot est en O.
- $t = 1{,}5$ s, $\Delta_x(1{,}5) = +2{,}5$ cm, le spot est en H_2.
- $t = 2$ s, $\Delta_x(2) = +5$ cm, le spot est à droite de l'écran en H'_0.

Durant l'intervalle de temps (0 ; 2), le spot décrit l'axe central horizontal (*fig.* 3.17).

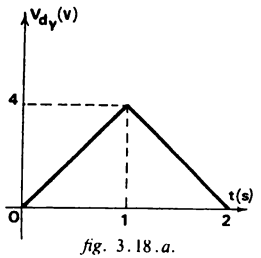


fig. 3.18.*a*.

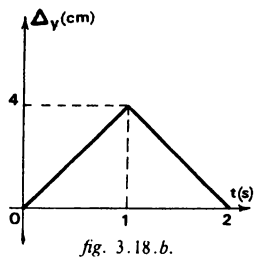


fig. 3.18.*b*.

Appliquons maintenant sur l'entrée Y une tension de déviation $V_{d_y}(t)$ ayant l'allure de celle de la *figure* 3.18.*a*.

On supposera que la sensibilité verticale s_y est aussi 1 cm/V.

Comme précédemment, on peut tracer la courbe représentative de la déviation verticale $\Delta_y(t)$ (*fig.* 3.18.*b*).

Avec l'aide des deux courbes $\Delta_x(t)$ et $\Delta_y(t)$, il est possible de déterminer à chaque instant la position du spot.

Exemple :

- $t = 0$, $\Delta_x(0) = -5$ cm, $\Delta_y(0) = 0$ cm.

Les coordonnées du spot sont $(-5 ; 0)$.

Le spot est en H_0 (*fig.* 3.19).

- $t = 0{,}5$ s, $\Delta_x(0{,}5) = -2{,}5$ cm, $\Delta_y(0{,}5) = +2$ cm.

Le spot est en M_1.

- $t = 1$ s, $\Delta_x(1) = 0$ cm, $\Delta_y(1) = +4$ cm.

Le spot est en M_0.

- $t = 1{,}5$ s, $\Delta_x(1{,}5) = +2{,}5$ cm, $\Delta_y(1{,}5) = +2$ cm.

Le spot est en M_2.

- $t = 2$ s, $\Delta_x(2) = +5$ cm, $\Delta_y(2) = 0$ cm.

Le spot est en H'_0.

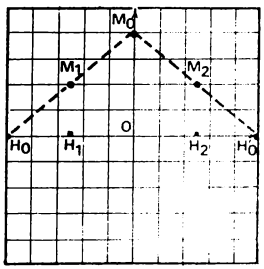


fig. 3.19.

A tout instant, il est donc possible de déterminer les coordonnées du spot.

On constate qu'**à un coefficient de proportionnalité près, la figure décrite par le spot est semblable au graphe de la tension $V_{d_y}(t)$.**

La construction précédente revient à éliminer la variable t entre les deux fonctions $V_{d_x}(t)$ et $V_{d_y}(t)$.

Au lieu de déterminer les coordonnées du spot point par point, la détermination de l'image peut se faire graphiquement (*fig.* 3.20).

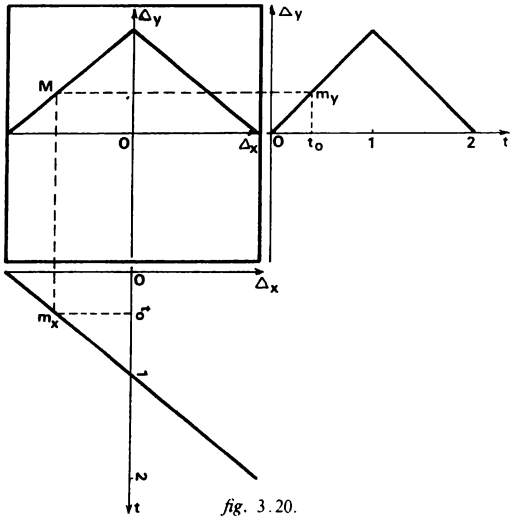


fig. 3.20.

En plaçant suivant un axe vertical le graphe de $\Delta_x(t)$ et suivant un axe horizontal le graphe de $\Delta_y(t)$, le point M de l'image à un instant t_0 quelconque est l'intersection des projections suivant les deux axes des points m_x et m_y, images respectives de $\Delta_x(t_0)$ et $\Delta_y(t_0)$.

Tension de balayage

Dans le cas précédent (*fig.* 3.20), pour $t = 2$ s, le spot est à droite de l'écran. Si l'on veut décrire une nouvelle courbe, il est nécessaire de le ramener à gauche et cela dans un délai aussi faible que possible. Pour cela, on applique une tension de déviation horizontale dont le graphe est celui de la *figure* 3.21.

Cette tension en dents de scie est appelée base de temps ou tension de balayage.

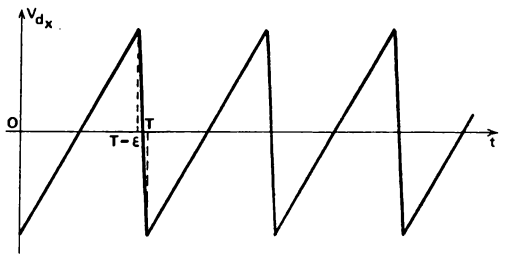


fig. 3.21.

Si T est faible (*exemple* : T = 10 ms), le spot (en l'absence de signal de déviation verticale) se déplace sur l'axe horizontal de gauche à droite cent fois par seconde. Le retour étant encore plus rapide, en raison de la persistance des impressions lumineuses, on ne voit qu'un segment lumineux, appelé *ligne de balayage*.

Par contre, si T est grand (*exemple* : T = 1 s), on verra le spot se déplacer lentement de la gauche vers la droite et revenir très rapidement.

Remarque. — En pratique, pour que le retour du spot ne soit pas gênant, pendant la durée ε, on commande le Wehnelt de manière à éteindre le faisceau.

Dans l'étude qui suit, on négligera la durée ε de retour du spot. Lorsque l'on applique une tension $V_{d_y}(t)$, trois cas se présentent :

Premier cas : **$V_{d_y}(t)$ est apériodique** (*fig.* 3.22).

La détermination de l'image est analogue à celle de la *figure* 3.20.

Durant le premier déplacement du spot ($0 < t < T$), la courbe décrite est celle en trait plein (*fig.* 3.22).

Pour $T < t < 2T$, le spot effectue un nouvel aller gauche-droite, et la courbe décrite est celle en pointillés (*fig.* 3.22).

On comprend aisément que si T est faible, la persistance des impressions lumineuses entraîne la visualisation des deux portions de courbes. Au bout d'une dizaine de périodes de base de temps, l'écran ne présentera qu'un « gribouillage lumineux ».

L'oscilloscope à base de temps périodique ne peut être utilisé pour visualiser des phénomènes apériodiques.

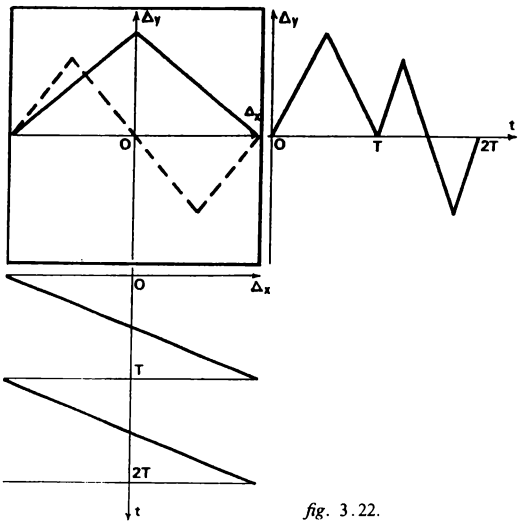


fig. 3.22.

Deuxième cas : $V_{d_y}(t)$ est **périodique de période** $T_0 = \frac{T}{k}$ **(*k* entier).**

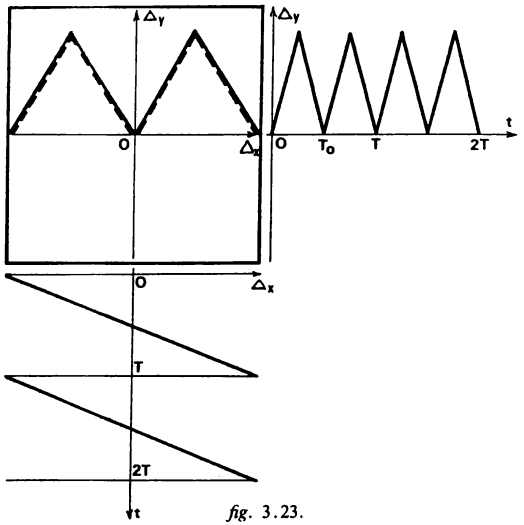


fig. 3.23.

La *figure* 3.23 nous montre qu'à chaque balayage, le spot décrit *k* périodes de la fonction $V_{d_y}(t)$.

L'image, compte tenu de la cadence de balayage, **paraît stable à l'observateur.**

Troisième cas : $V_{d_y}(t)$ **est périodique de période** $T_0 \neq \frac{T}{k}$ **(*k* entier).**

Lors de son premier passage, le spot décrit la courbe en trait plein (*fig.* 3.24). Lors de son deuxième passage, il décrit la courbe en pointillés.

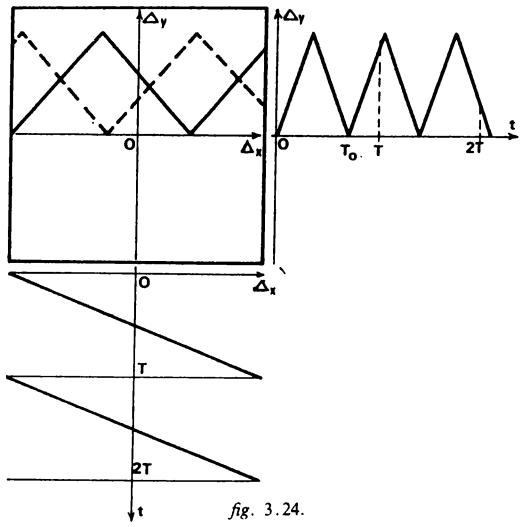


fig. 3.24.

La courbe décrite représente bien la fonction $V_{d_y}(t)$, mais à chaque passage, il y a glissement de l'image. On dit que **l'oscillogramme est instable.**

Conclusion : *Pour que l'oscillogramme d'une fonction* $V_{d_y}(t)$ *soit stable il faut, et il suffit, que la fonction soit périodique et de période* $T_0 = \frac{T}{k}$, *où* T *est la période de la base de temps et k un nombre entier.*

Cas des oscilloscopes bicourbes à une seule base de temps

Pour visualiser simultanément deux fonctions $V_{d_{y_1}}(t)$ et $V_{d_{y_2}}(t)$, on utilise un commutateur électronique commandé

— soit par le retour de balayage (fonctionnement alterné),
— soit par un oscillateur (fonctionnement découpé).

En fonctionnement alterné, à chaque retour de balayage, on change de voie (*fig.* 3.25.*a*). Ce fonctionnement n'est possible qu'à des cadences de balayage élevées pour éviter le clignotement.

En fonctionnement découpé (observation des signaux lents), le changement de voie se fait plusieurs fois par période de balayage, à une fréquence de l'ordre de 500 kHz (*fig.* 3.25.*b*).

Dans les deux cas, la persistance des impressions rétiniennes permet à l'observateur de voir simultanément les deux courbes.

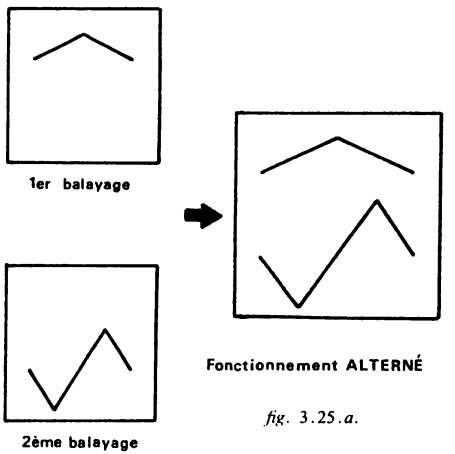


fig. 3.25.*a*.

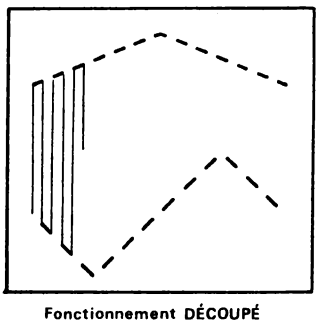


fig. 3.25.*b*.

3.2.4. Synchronisation

La condition de stabilité de l'oscillogramme énoncée dans le paragraphe précédent n'est que très rarement réalisée.

La moindre variation de fréquence de la base de temps ou du signal à étudier entraîne aussitôt une déstabilisation de l'image.

Pour remédier à cela, on introduit un **dispositif de synchronisation** qui, par l'intermédiaire d'impulsions de hauteur réglable, **asservit la période de la dent de scie à celle de $V_{d_y}(t)$** de façon à la rendre toujours égale à kT_0. La hauteur des impulsions de synchronisation est appelée *niveau de synchronisation* et **le balayage est dit balayage relaxé.**

La période de la base de temps étant dépendante de celle de la tension à étudier, on voit apparaître un inconvénient majeur de ce type de fonctionnement : la tension de balayage n'est plus étalonnée en fréquence. Toute mesure de temps ou de fréquence est donc exclue.

Pour pallier cet inconvénient, on se sert d'un **balayage déclenché.** Dans ce cas-là, le spot est en attente à gauche de l'écran et c'est **le signal étudié** qui, à partir d'une certaine valeur appelée *seuil de déclenchement*, **déclenche la base de temps** (*fig.* 3.26).

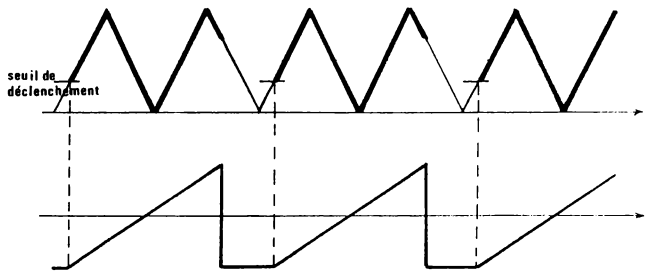


fig. 3.26.

La courbe décrite sur l'écran est celle en trait fort. La stabilité de l'oscillogramme ne dépend plus de la vitesse de balayage : la base de temps est étalonnée en fréquence.

Balayage déclenché monocourse pour l'observation des signaux non périodiques : oscilloscope à mémoire

Nous avons vu dans le paragraphe précédent qu'un signal apériodique n'était pas observable sur l'écran d'un oscilloscope à base de temps périodique. Pourtant, il est possible à l'aide d'une base de temps qui ne se déclenche qu'une seule fois (balayage monocourse) de visualiser un signal apériodique en utilisant l'oscilloscope à mémoire. La différence essentielle avec l'oscilloscope étudié précédemment réside dans la structure du tube cathodique doté de trois canons électroniques (un *canon d'écriture* et *deux canons d'entretien*) et d'une *grille isolante* G placée juste devant l'écran (*fig.* 3.27).

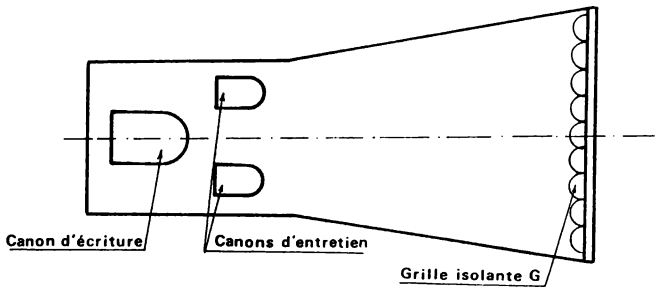


fig. 3.27.

Fonctionnement

Le faisceau très concentré et très énergétique du canon d'écriture charge positivement la grille G par émission secondaire (*fig.* 3.28.*a*), inscrivant sur celle-ci la fonction $V_{d_y}(t)$. Les éléments de la grille G chargés positivement accélèrent les électrons issus des canons d'entretien, ceux chargés négativement les repoussent (*fig.* 3.28.*b*). Le faisceau d'entretien passe donc au travers des zones inscrites par le canon d'écriture et reproduit sur l'écran la fonction $V_{d_y}(t)$. Pour effacer, il suffit de décharger la grille G.

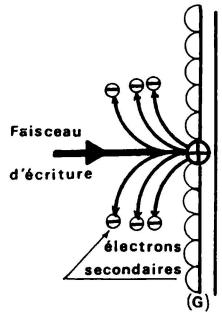


fig. 3.28.*a*.

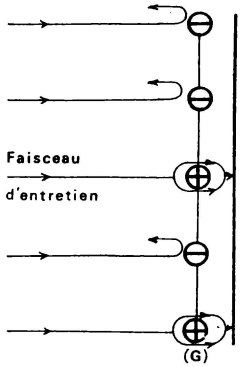


fig. 3.28.*b*.

3.3. Déviation des électrons par une induction magnétique uniforme et normale au déplacement

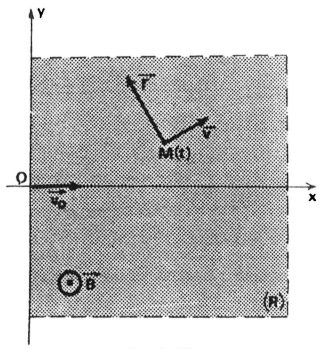


fig. 3.29.

Soit une région (R) du plan (P) (plan de la feuille), où règne une induction magnétique $\vec{B}$, uniforme, perpendiculaire à (P) et dirigée vers l'avant (*fig.* 3.29, zone tramée).

Supposons qu'à un instant pris comme origine, un électron animé d'une vitesse $\vec{v}_0$ [dans le plan (P)] entre dans (R).

Repérons sa position M à un instant t par ses coordonnées $(x\ ;\ y)$ (le centre de coordonnées étant sa position à $t = 0$) et soit $\vec{v}$ sa vitesse à cet instant.

La force de Laplace (voir cours d'électromagnétisme) à laquelle est soumis l'électron a les caractéristiques suivantes :

— direction perpendiculaire au plan $(\vec{v}\ ;\ \vec{B})$, donc dans le plan (P) ;
— sens donné par la règle des trois doigts de la main droite ;
— intensité : $F = e.v.B$.

La force de Laplace étant toujours perpendiculaire à $\vec{v}$, il n'y a donc pas d'accélération tangentielle. **La vitesse de l'électron reste donc constante et égale à v_0.**

La force $\vec{F}$, perpendiculaire à la trajectoire, a donc son module constant : **le mouvement est circulaire uniforme** (*fig.* 3.30).

La force centripète a pour module

$$F = \frac{m.v_0^2}{R},$$

où R est le rayon de la trajectoire.

Or, on a vu que

$$F = e.v_0.B .$$

On en déduit le rayon R de la trajectoire :

$$R = \frac{m.v_0}{e.B} . \qquad (7)$$

Si l'on désigne par C le centre de la trajectoire :

$$\alpha_{(rad)} = \frac{\widehat{OM}}{R} .$$

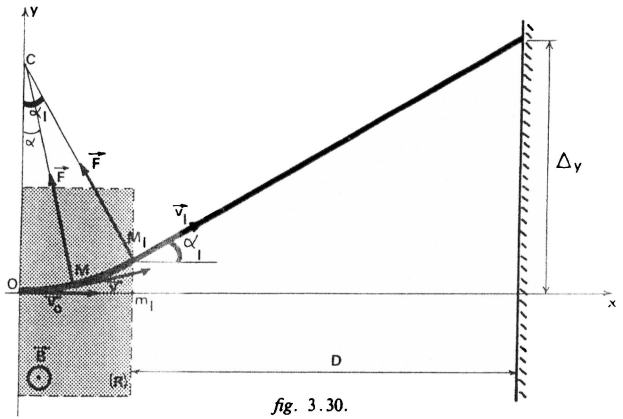


fig. 3.30.

Soit l, la longueur suivant Ox où règne l'induction B et M_l, la position de l'électron sur sa trajectoire correspondant à cette abscisse :

$$\alpha_{l(rad)} = \frac{\widehat{OM_l}}{R} .$$

Or, si α_l est petit, on peut admettre que $OM_l \approx Om_l = l$, d'où

$$\alpha_{l(rad)} = \frac{l.e.B}{m.v_0} . \qquad (8)$$

Lorsque l'électron quitte la région (R), il n'est plus soumis à aucune force. D'après le principe de l'inertie son mouvement est rectiligne uniforme.

Supposons qu'un écran soit placé à une distance D de m_l (*fig.* 3.30).

La déviation Δ_y sur l'écran est alors égale à

$$\Delta_y = D.\mathrm{tg}\,\alpha_l + m_l M_l .$$

Si l'on néglige la déviation dans la région (R) et si l'on admet que α_l est petit, on en déduit

$$\Delta_y = D.\alpha_l ,$$

$$\Delta_y = \frac{D.l.e.B}{m.v_0} . \qquad (9)$$

Si l'on introduit la tension d'accélération V_a, on a vu (*cf.* 2.2) que

$$e.V_a = \frac{1}{2} \cdot m \cdot v_0^2 .$$

On en déduit l'expression de la **déviation :**

$$\Delta_y = D \cdot l \cdot \sqrt{\frac{e}{2m}} \cdot B \cdot \frac{1}{\sqrt{V_a}} . \qquad (10)$$

On voit que la déviation est proportionnelle à B, d'où la possibilité de dévier un faisceau à l'aide de bobines. La luminosité du spot sur l'écran est fonction croissante de la tension d'accélération.

Or, pour une même tension d'accélération, la déviation est plus faible par champ électrique (Δ_y inversement proportionnel à V_a) que par champ magnétique (Δ_y inversement proportionnel à $\sqrt{V_a}$).

Ceci explique le choix de la déviation magnétique en télévision où il faut avoir à la fois une grande luminosité et une grande déviation (écran de plusieurs dizaines de centimètres).

3.4. Télévision

3.4.1. Principe

On peut définir la télévision comme étant la **transmission à distance d'images planes par l'intermédiaire d'un signal électrique.**

Le processus peut se décomposer en trois étapes :

— **analyse** de l'image plane (image résultant de la transformation par un système optique de la scène en trois dimensions) et transformation en signal électrique. C'est le rôle de la **caméra électronique ;**

— **transmission** du signal électrique (soit par ondes hertziennes, soit par câble) ;

— **synthèse** de l'image plane. C'est le rôle du **récepteur de télévision.**

Une image plane est caractérisée par une juxtaposition de points ayant leur propre luminance (point blanc, luminance élevée ; point noir, luminance faible).

Pour analyser ou reproduire l'image plane, un dispositif électronique explore dans un ordre bien défini tous les points de l'image.

Lors de l'analyse, le signal électrique qui restitue la luminance de chaque point de l'image est appelé *signal de luminance.*

Lors de la synthèse, le signal de luminance va produire en chaque point de l'écran une luminance proportionnelle à celle du point correspondant de l'image émise. Si la cadence d'exploration est suffisamment élevée, la persistance des impressions rétiniennes donnera à l'observateur une impression de continuité.

Le point d'image correspond à un faisceau d'électrons qui frappe un écran de tube cathodique : c'est le **spot.** L'écran est recouvert de diodes photosensibles (caméra) ou de poudre fluorescente (récepteur TV).

La succession des points d'image est parfaitement définie : c'est le **balayage.**

Spot d'analyse et spot de synthèse doivent posséder évidemment **des mouvements synchronisés.**

3.4.2. Balayage. Synchronisation

Balayage simple (ligne par ligne).

On donne au spot un mouvement analogue au regard d'un lecteur sur une page.
C'est la composition de deux mouvements :

• un *mouvement horizontal* qui comporte un « aller » lent (gauche-droite) et un « retour » rapide (droite-gauche) (*fig.* 3.31.*a*). La durée totale du mouvement est dite durée de ligne et son inverse, *fréquence ligne* F_l ;

• un *mouvement vertical* avec déplacement lent à vitesse constante de haut en bas et un « retour » rapide (*fig.* 3.31.*b*). La durée totale est dite durée de trame et son inverse, *fréquence trame* F_t.

Si l'on combine les deux mouvements, sachant que F_l est très grande devant F_t, on obtient le balayage simple (*fig.* 3.31.*c*). L'œil ayant une impression de continuité (persistance des impressions lumineuses) pour une cadence de 25 images par seconde, c'est la valeur qui a été choisie pour F_t.

Mais des études ont montré qu'il subsistait une impression de scintillement. Pour éviter cela, on emploie maintenant la méthode dite d'interlignage.

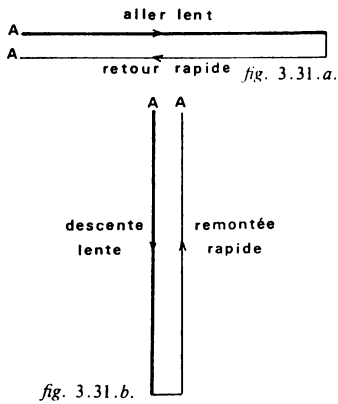


fig. 3.31.*a*.

fig. 3.31.*b*.

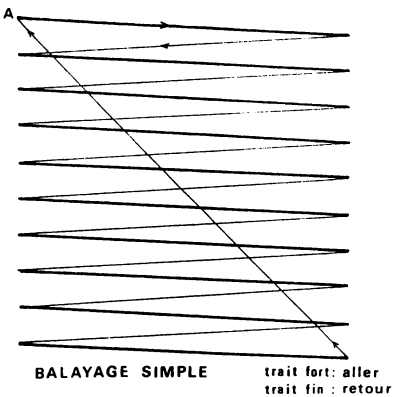


fig. 3.31.*c*.

Balayage entrelacé (interligné) (*fig.* 3.32).

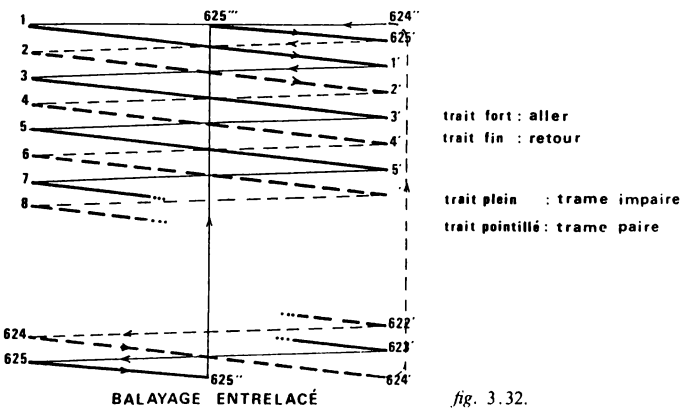


fig. 3.32.

Le spot part de la position 1 pour se diriger vers 1′, analysant ainsi la première ligne.

Arrivé en 1′, il y a retour rapide en 3 pour aller en 3′, ainsi de suite.

Le spot saute une ligne sur deux, on dit qu'il explore la **trame impaire.**

Arrivé en 625 (ou 819), le spot parcourt la moitié de la ligne jusqu'en 625″, puis remonte en 625‴ pour finir la ligne en 625′.

Arrivé en 625′, il effectue un retour rapide en 2 et balaye ensuite la **trame paire.**

Arrivé en 624′, il remonte en 624″ pour, à la suite d'un retour rapide, se retrouver en 1.

On voit que *cette méthode nécessite un nombre impair de lignes* et que la cadence d'exploration est devenue de 50 demi-images par seconde.

Ce balayage est obtenu à l'aide de deux courants bases de temps qui attaquent deux bobines placées à 90° sur le tube cathodique. La base de temps qui permet la déviation horizontale est appelée **base de temps ligne** (sa période est 64 µs dans le standard 625 lignes), celle qui permet la déviation verticale est appelée **base de temps trame** (sa période est 20 ms) (*fig.* 3.33).

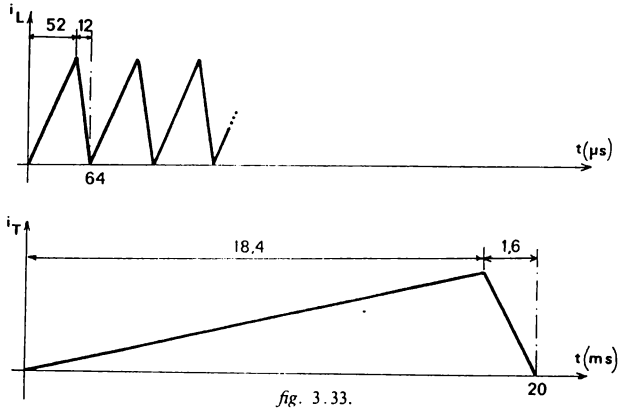


fig. 3.33.

L'analyse ligne par ligne fait apparaître deux périodes caractéristiques :

— la **période active** (transmission de l'information lumineuse) ;

— la **période passive** ou retour du spot (pas d'information).

Pour transmettre l'information lumineuse, c'est-à-dire régler la luminance des différents points de l'image, on choisit un potentiel de référence dit « *niveau du noir* » et l'on fait varier le potentiel par rapport à cette référence. Il suffit alors, à l'aide de ce potentiel variable, de commander le Wehnelt du tube cathodique (on modifie ainsi le débit électronique) pour modifier la luminance des différents points de l'écran du récepteur.

Afin d'éviter que les retours de spot ne perturbent l'image, pendant la période passive, on donne au signal électrique une valeur qui correspond à la référence. On dit qu'on envoie

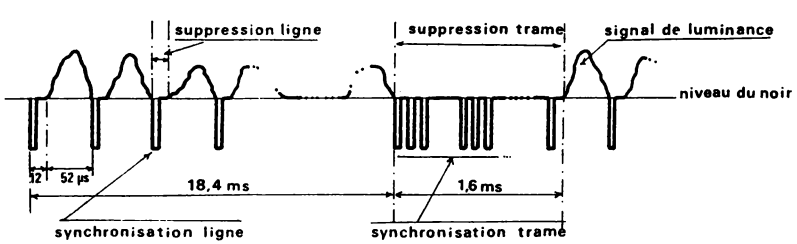


fig. 3.34.

un **signal de suppression.** La durée de ce signal, dite **durée de suppression,** est dans le standard 625 lignes 12 µs après chaque ligne et 1,6 ms après chaque trame.

Pour assurer le synchronisme entre analyse et synthèse de l'image, on envoie à la fin de chaque ligne et de chaque trame des signaux dits **signaux de synchronisation** qui sont placés pendant la durée de suppression.

L'ensemble des signaux de luminance et de synchronisation constitue le signal vidéo-fréquence (*fig.* 3.34).

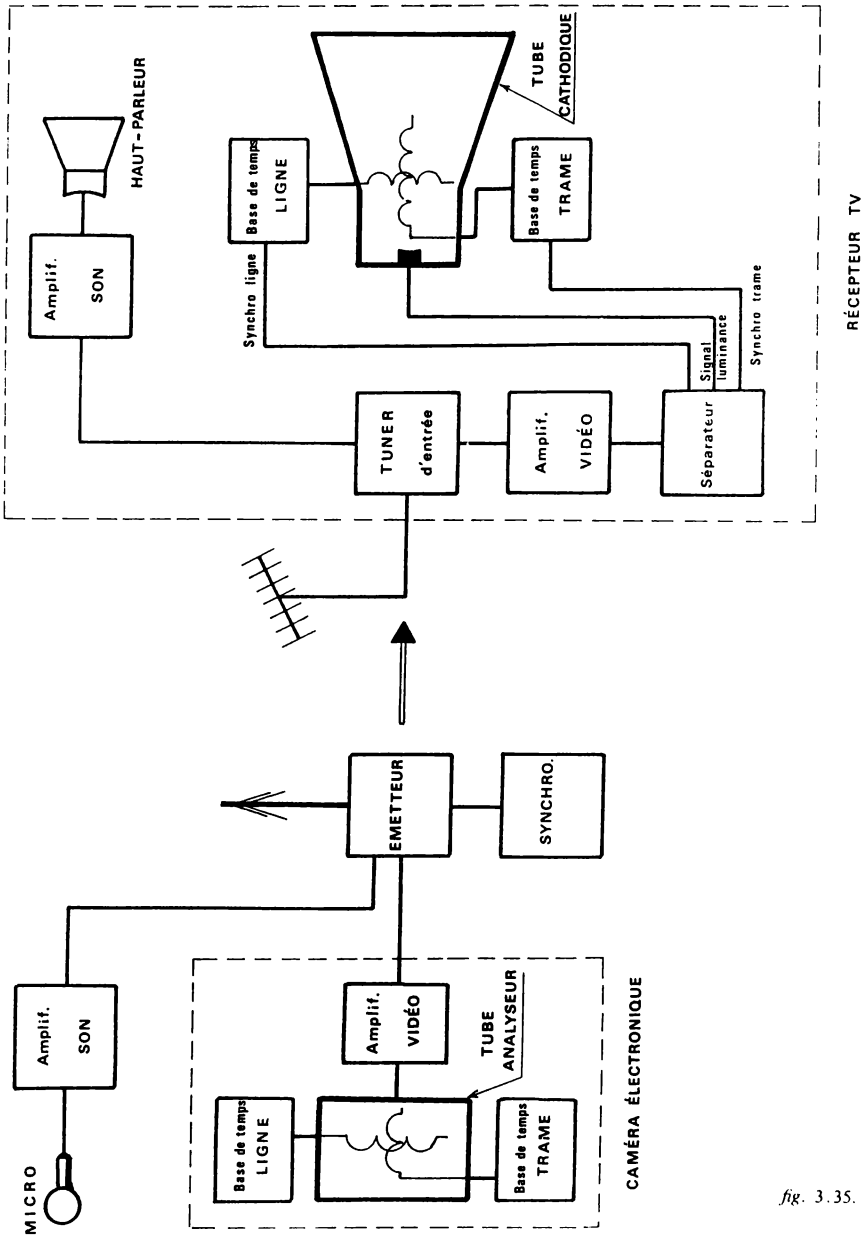


fig. 3.35.

Tout ce qui vient d'être vu permet de dégager le **synoptique de principe d'une émission-réception de télévision** (*fig.* 3.35).

3.4.3. Télévision couleur

Pour transmettre une image plane en couleur, il est nécessaire de rajouter à la technique précédente une information « couleur ».

Le principe de l'élaboration de l'information « couleur » repose sur le fait que pour l'œil, la sensation de teinte peut être obtenue avec seulement trois couleurs fondamentales. Cette propriété s'appelle la **trichromie.**

Les couleurs fondamentales choisies en télévision sont un bleu, un vert et un rouge.

Pour analyser l'image, on utilise donc une **caméra triple,** chaque élément analysant une couleur par l'intermédiaire d'un filtre coloré.

Le signal à transmettre est alors constitué de trois signaux vidéo-fréquence.

Pour opérer la synthèse de l'image, chaque point de l'écran est divisé en trois points, chacun étant sensible à une couleur. Chaque point est excité par un faisceau d'électrons, d'où la nécessité d'un **tube tricanon,** chaque canon étant commandé par un signal vidéo-fréquence. Pour sélectionner le faisceau correspondant à une couleur, on utilise un masque placé contre l'écran. Ce masque percé autrefois de trous (les points de couleur étaient disposés en triangle, 195 000 triangles par écran) est aujourd'hui percé de fentes (les points de couleur sont disposés en ligne, système P.I.L.).

Remarque. — En fait, en raison de la nécessité de recevoir l'image en noir et blanc pour les récepteurs non équipés, le triple signal vidéo-fréquence est constitué d'un signal noir et blanc et de deux signaux « couleur ». La troisième couleur est élaborée par différence à l'intérieur du récepteur « couleur ».

M.3. Mesures de laboratoire

M.3.1. Mesure de déphasage

M.3.1.1. Mesure à l'oscilloscope bicourbe

Le montage de mesure est celui de la *figure* M.3.1.

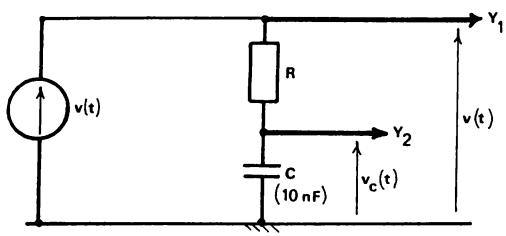


fig. M.3.1.

La tension $v(t)$ délivrée par un générateur basse fréquence, de la forme $v(t) = V_m.\sin(\omega t)$, de fréquence 1 kHz, est appliquée sur l'entrée Y_1 de l'oscilloscope.

La déphasage φ est obtenu par l'intermédiaire d'un circuit résistance-capacité. La tension aux bornes du condensateur, de la forme

$$v_c(t) = V_{cm} \cdot \sin(\omega t - \varphi)$$

est appliquée sur l'entrée Y_2 de l'oscilloscope.

Les deux sinusoïdes étant centrées sur la même horizontale (*fig.* M.3.2), on règle la base de temps pour qu'une période occupe la totalité de l'écran.

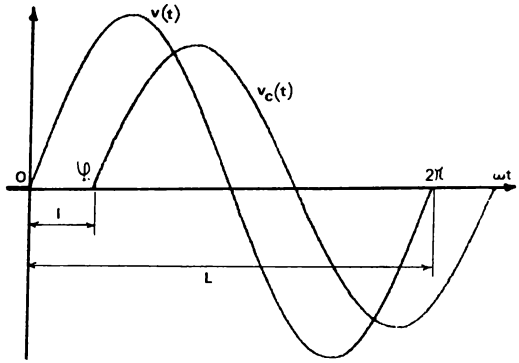


fig. M.3.2.

La longueur L correspond à un angle de 2 π [période angulaire de $v(t)$]. On en déduit

$$\varphi_{(rad)} = 2\pi \cdot \frac{l}{L}.$$

On pourra tracer, par exemple, $\varphi = f(R)$ pour R variant de 1 kΩ à 1 MΩ (*fig.* M.3.3).

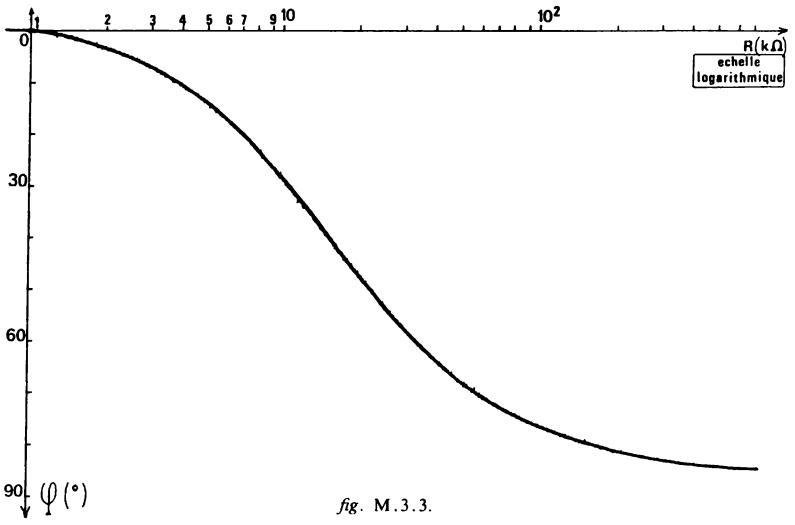


fig. M.3.3.

M.3.1.2. Mesure par figure de Lissajous

Appliquons une tension $v(t) = V_m.\sin(\omega t)$ sur l'entrée X d'un oscilloscope et $v_c(t) = V_{cm}.\sin(\omega t - \varphi)$ sur l'entrée Y. La figure obtenue est appelée **figure de Lissajous.**

Repérons la position du spot par ses coordonnées dans un repère centré au milieu de l'écran :

$$\begin{cases} x = a.\sin(\omega t), \\ y = b.\sin(\omega t - \varphi). \end{cases}$$

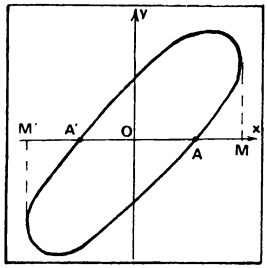


fig. M.3.4.

Pour φ quelconque, la figure obtenue est une **ellipse** (*fig.* M.3.4).

L'abscisse du point M correspond à l'abscisse maximale soit pour $\omega t = \frac{\pi}{2}$. La longueur OM vaut donc a.

D'autre part, l'abscisse de A correspond à $y = 0$, soit pour $\omega t = \varphi$. La longueur OA vaut donc $a.\sin\varphi$. On en déduit l'expression du déphasage :

$$\sin\varphi = \frac{OA}{OM} = \frac{A'A}{M'M}.$$

Remarque. — Cas particulier : si $\varphi = 0$, on a $\frac{y}{x} = \frac{b}{a} = \text{Cte}$. La figure de Lissajous est une *droite* de pente $\frac{b}{a}$.

A l'aide du montage de la *figure* M.3.1, en choisissant R = 10 kΩ, et en faisant varier la fréquence du générateur, on peut tracer la courbe $\varphi = f(f)$ pour f variant de 100 Hz à 100 kHz (*fig.* M.3.5).

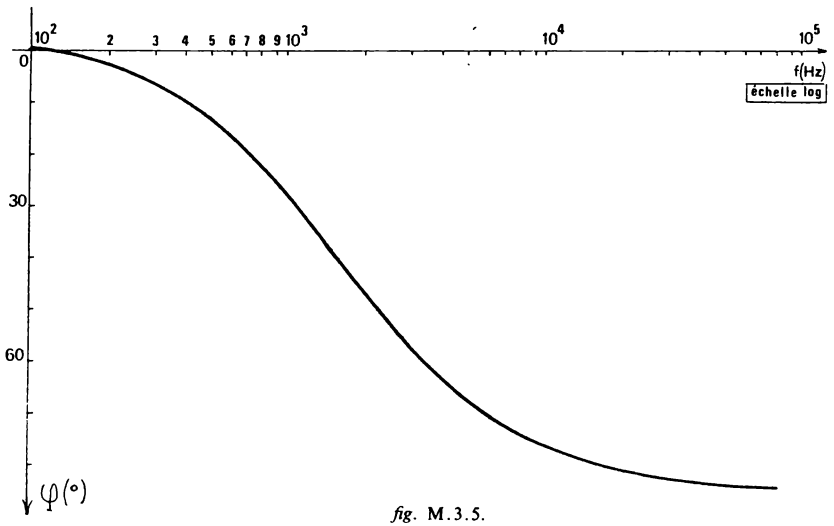


fig. M.3.5.

M.3.2. Mesure de fréquence

M.3.2.1. Mesure d'une période à l'aide de la base de temps

Soit à mesurer la période d'une tension $v(t) = V_m.\sin(\omega t)$ délivrée par un générateur basse fréquence. Cette tension est appliquée sur l'entrée Y d'un oscilloscope, la synchronisation étant en position « **déclenché** » (*cf.* 3.2.4).

On règle le calibre de la base de temps pour qu'une période occupe un maximum de largeur d'écran (*fig.* M.3.6).

Si t_0 est la durée du balayage, la longueur L_0 de l'oscillogramme correspond à la durée t_0.

Si l est la longueur correspondant à une demi-période du signal à étudier, il vient

$$\frac{T}{2} = l \cdot \frac{t_0}{L_0},$$

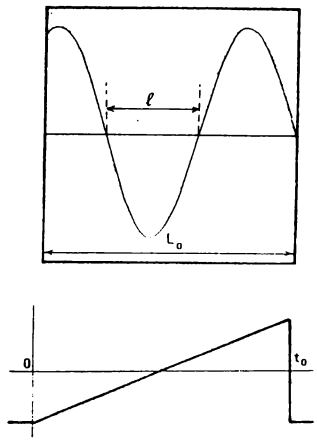


fig. M.3.6.

d'où

$$\boxed{f = \frac{L_0}{2\,l t_0}.}$$

M.3.2.2. Mesure de fréquence par figure de Lissajous

Soit à mesurer la fréquence f_2 d'une tension

$$v_2(t) = V_{2m}.\sin(2\,\omega t),$$

sachant que l'on dispose de la fonction $v_1(t) = V_{1m}.\sin(\omega t)$ de fréquence connue.

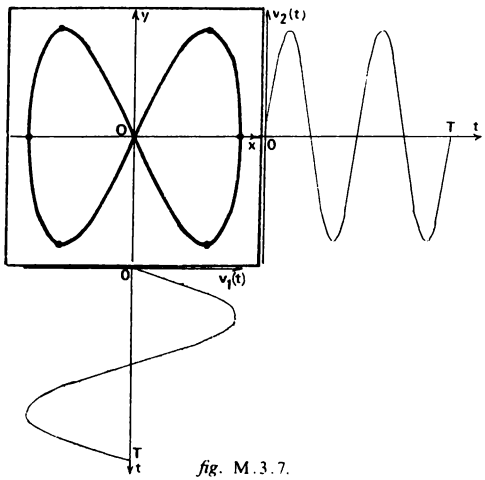


fig. M.3.7.

Formons la figure de Lissajous à partir de ces deux fonctions : $v_1(t)$ en X et $v_2(t)$ en Y.

La courbe obtenue point par point (*fig.* M.3.7) présente deux points de contact avec une tangente horizontale et un point de contact avec une tangente verticale.

De façon générale, *lorsque les fréquences sont telles que* $k_1 . f_1 = k_2 . f_2$ *si l'on place en* X, *le signal de fréquence* f_1 *et en* Y, *le signal de fréquence* f_2, *la figure de Lissajous obtenue présente* k_1 *points de contact avec une tangente horizontale* et k_2 *points de contact avec une tangente verticale.*

La connaissance de f_1 permet alors de connaître f_2.

E.3. Exercices

Exercices d'application

E.3.1

Un faisceau électronique accéléré par une tension V_a de 1,6 kV passe entre des plaques de déviation électrostatique (l = 2 cm ; d = 0,5 cm) dont le centre est situé à une distance D = 20 cm d'un écran. La tension de déviation V_d appliquée est 100 V.

a) Calculer la vitesse des électrons à l'entrée et à la sortie des plaques.
b) Quelle est la vitesse d'impact des électrons sur l'écran ?
c) Déterminer la déviation angulaire du faisceau et le déplacement du spot.
d) Déterminer la sensibilité de déviation.
e) L'écartement des plaques est-il suffisant ?

Solution :

a) La vitesse des électrons à l'entrée des plaques est données par la formule :

$$\frac{1}{2} \cdot m \cdot v_0^2 = e \cdot V_a ,$$

d'où l'on déduit la vitesse v_0 :

$$\boxed{v_0 = 23\,850 \text{ km/s} .}$$

Le mouvement est uniforme suivant Ox. A la sortie des plaques, la vitesse, v_{xl}, suivant Ox, est donc égale à σ_0.

Le mouvement est uniformément accéléré suivant Oy. A la sortie des plaques, la vitesse, v_{yl}, suivant Oy est donc égale à $\gamma_y . t_l$, avec

γ_y = accélération suivant Oy,

t_l = durée de passage entre les plaques :

$$\gamma_y = \frac{e.E}{m} = \frac{e.V_d}{m.d} \quad \text{et} \quad t_l = \frac{l}{v_0} ,$$

d'où l'on déduit la vitesse suivant Oy à la sortie des plaques :

$$v_{yl} = \frac{e.V_d.l}{m.d.v_0} = 2\,980 \text{ km/s} \ll v_0 .$$

Il en résulte la vitesse v_l à la sortie des plaques :

$$v_l^2 = v_{xl}^2 + v_{yl}^2 = v_0^2 + v_{yl}^2 \approx v_0^2 ,$$

$$\boxed{v_l \approx v_0 = 23\,850 \text{ km/s} .}$$

b) Au-delà des plaques, le champ est nul. D'après le principe de l'inertie, les électrons n'étant plus soumis à aucune force, leur mouvement est rectiligne et uniforme de vitesse $v_l = v_0$.

La vitesse d'impact v_i vaut donc

$$\boxed{v_i = 23\,850 \text{ km/s} .}$$

c) La déviation angulaire est donnée par la pente de la tangente à la trajectoire à la sortie des plaques :

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{v_{yl}}{v_{xl}} = 0{,}125 ,$$

d'où

$$\boxed{\alpha = 7{,}125^\circ .}$$

Le déplacement du spot sur l'écran vaut

$$\Delta_y = D.\operatorname{tg} \alpha ,$$

$$\boxed{\Delta_y = 2{,}5 \text{ cm} .}$$

d) La sensibilité de déviation se déduit immédiatement :

$$\boxed{s_y = \frac{\Delta_y}{V_d} = 0{,}25 \text{ mm/V} .}$$

e) L'ordonnée de l'électron à la sortie des plaques est donnée par la relation

$$y_l = \frac{1}{2} \cdot \gamma_y \cdot t_l^2 = \frac{e.V_d.l^2}{2\,m.d.v_0^2} ,$$

d'où

$$\boxed{y_l = 1{,}25 \text{ mm} .}$$

L'écartement des plaques est suffisant, la distance entre une plaque et l'axe Ox étant 2,5 mm.

E.3.2

Un tube cathodique a pour sensibilités de déviation

$$s_x = 0{,}1 \text{ mm/V} \quad \text{et} \quad s_y = 0{,}25 \text{ mm/V} .$$

On applique sur l'entrée Y une tension triangulaire d'amplitude 100 V et de fréquence 4 kHz (*fig.* E.3.1) et sur l'entrée X, une tension en dents de scie d'amplitude 300 V et de durée

0,5 ms (*fig.* E.3.2). La durée ε de retour du spot est égale à 0,1 ms. La synchronisation est réglée pour que la dent de scie se déclenche lorsque la tension triangulaire atteint 80 V avec une pente positive (balayage déclenché).

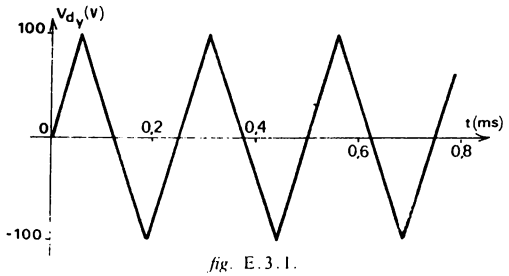


fig. E.3.1.

Déterminer graphiquement à l'échelle 0,8 l'oscillogramme obtenu.

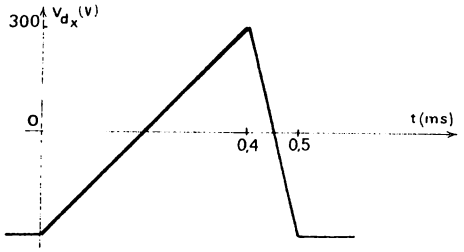


fig. E.3.2.

Solution :

Voir construction graphique *figure* E.3.3.

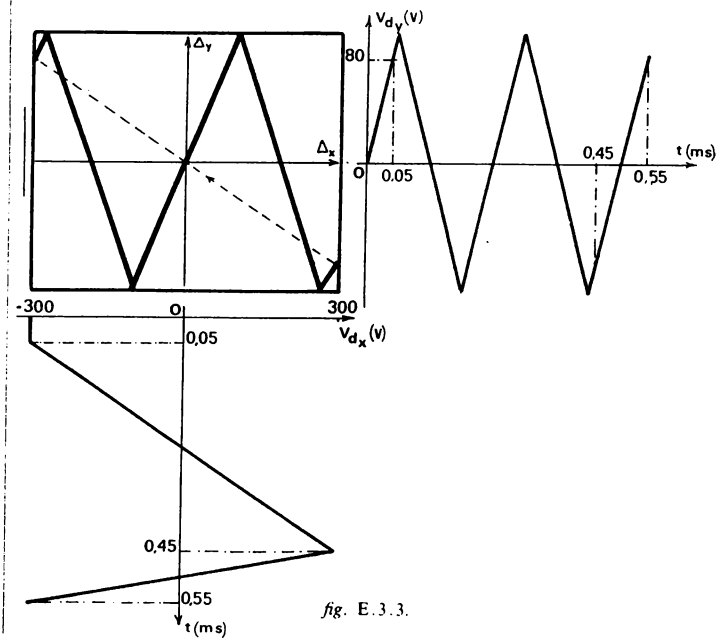


fig. E.3.3.

Exercices de synthèse

E.3.3

Un électron pénètre avec une vitesse de 10 000 km/s dans une région où règne une induction uniforme de 0,5 mT.

a) Quel est l'angle de déviation après un parcours de 10 cm ?

b) Quelle est la fréquence de rotation sur la trajectoire (fréquence gyromagnétique) ?

Réponses : *a*) 50°. *b*) 14 MHz.

E.3.4

Un électron animé d'une vitesse de 10 000 km/s entre dans une région où règnent un champ électrique $\vec{E}$ d'intensité 200 V/cm normal au déplacement et une induction magnétique $\vec{B}$.

Déterminer le vecteur $\vec{B}$ (direction, sens, intensité) pour qu'il n'y ait aucune déviation.

E.3.5

Le système de déviation magnétique d'un tube de récepteur de télévision est constitué de bobines qui font régner un champ magnétique d'intensité maximale 2 mT sur une longueur de 5 cm. Les bobines sont situées à une distance D = 40 cm de l'écran.

Quelle doit être la tension d'accélération V_a pour que la déviation maximale soit 30 cm ?

Réponse : 1,58 kV.

E.3.6

Cyclotron : Un électron se déplace à la vitesse v_0 dans un plan (P).

On crée une induction $\vec{B}$ uniforme perpendiculairement à ce plan.

a) Calculer le rayon de la trajectoire. Calculer la fréquence f_0 de rotation sur la trajectoire, si l'intensité de B est égale à 10 mT.

b) Le mouvement de l'électron s'effectue dans une enceinte cylindrique, coupée suivant un diamètre et dont les moitiés sont séparées par un étroit intervalle (*fig.* E.3.4).

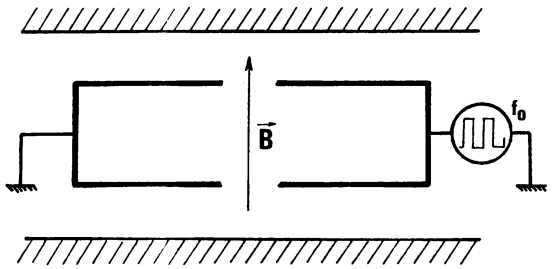


fig. E.3.4.

On établit, entre les deux parties, une d.d.p. en créneaux de fréquence f_0 qui provoque l'apparition d'un champ électrique localisé entre les deux parties.

Montrer que la trajectoire est formée de demi-cercles de rayon croissant.

Quelle est l'énergie maximale acquise si le rayon des cylindres est 50 cm ?

Réponses : *a*) f_0 = 283 MHz. *b*) $W_m \doteq$ 2,22 MeV.

E.3.7

Un faisceau d'électrons accéléré par une tension V_a de 1,6 kV passe successivement entre deux paires de plaques horizontales, puis verticales.

Les plaques horizontales ont une longueur $l_y = 2$ cm et sont séparées par une distance $d_y = 0{,}5$ cm.

Les plaques verticales ont une longueur $l_x = 3$ cm et sont séparées par une distance $d_x = 0{,}4$ cm.

La distance qui sépare le centre des paires de plaques est 5 cm. Un écran est placé, perpendiculairement aux plaques, à une distance $D_x = 15$ cm du centre de la paire verticale.

Déterminer la position du spot sur l'écran si l'on applique une tension V_{d_y} de 100 V sur les plaques horizontales et une tension V_{d_x} de 50 V sur les plaques verticales.

E.3.8

On applique sur l'entrée X d'un oscilloscope une tension $a.\sin(\omega t)$ et sur l'entrée Y, une tension $a.\sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right)$.

Déterminer graphiquement la figure de Lissajous obtenue.

E.3.9

On applique sur l'entrée X d'un oscilloscope une tension $a.\sin(k_1\,\omega t)$ et sur l'entrée Y, une tension $b.\sin(k_2\,\omega t)$.

a) Déterminer graphiquement la figure de Lissajous obtenue lorsque

$$k_1 = \frac{k_2}{2}\,;\quad k_1 = k_2\,;\quad k_1 = \frac{3\,k_2}{2}\,;\quad k_1 = 3\,k_2\,;\quad k_1 = 4\,k_2\,.$$

b) Que deviennent ces figures lorsque la tension appliquée en Y est de la forme $b.\sin\left(k_2\,\omega t - \frac{\pi}{4}\right)$?

E.3.10

On applique sur l'entrée X d'un oscilloscope une tension $a.\sin(\omega t)$ et sur l'entrée Y, une tension $a.\sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right)$.

On applique simultanément sur le Wehnelt une tension rectangulaire symétrique de pulsation $k\omega$, avec k entier.

Quel est l'oscillogramme obtenu ? Application pratique.

Chapitre 4

Conduction dans les solides

Après avoir mis en évidence le phénomène de conduction dans le vide et étudié ses applications essentielles, nous allons, dans ce chapitre, définir le mécanisme de conduction du courant électrique dans les solides.

4.1. Conducteurs

Les conducteurs ont la propriété de permettre un passage facile du courant électrique. Cette propriété est due au fait que les électrons, dits « externes », se libèrent très facilement de la couche périphérique pour circuler, de façon désordonnée, à travers le réseau d'ions fixes du cristal.

La proportion de ces électrons est de l'ordre de un par atome, soit approximativement pour le cuivre 10^{29} électrons libres par mètre cube de métal.

Mais voyons comment s'ordonne le mouvement des électrons si l'on applique une différence de potentiel aux bornes d'un morceau de conducteur.

4.1.1. Mécanisme de la conduction

Appliquer une différence de potentiel revient à établir un champ électrique $\vec{E}$ à l'intérieur du conducteur, dirigé vers le potentiel le plus faible (voir cours d'électrostatique).

Les électrons libres sont alors soumis à une force

$$\vec{F} = -e.\vec{E}$$

et **acquièrent** donc **un mouvement d'ensemble vers l'extrémité de potentiel le plus élevé** (*fig.* 4.1).

Ce déplacement constitue le courant électrique.

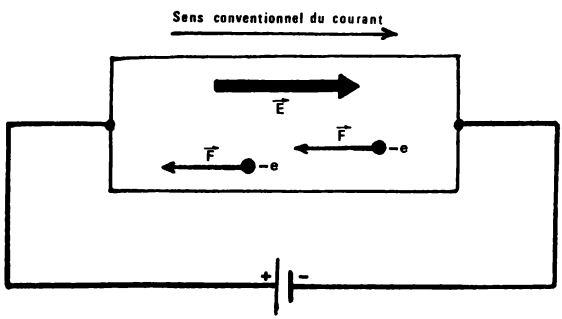


fig. 4.1.

Il faut noter que *le sens de déplacement des électrons est l'inverse du sens conventionnel.* Cette contradiction est due au fait que le sens conventionnel du courant a été fixé d'une façon arbitraire, avant de connaître le mécanisme de la conduction.

4.1.2. Mobilité. Résistivité

Les électrons, soumis à une force constante, devraient selon le principe fondamental de la dynamique prendre un mouvement uniformément accéléré. Or, les mailles du réseau ont des dimensions telles que les électrons en mouvement heurtent sans cesse les ions fixes constituant le motif de ces mailles. Ces chocs provoquent un freinage. Très vite, les électrons libres acquièrent une vitesse limite que l'on admettra proportionnelle au champ électrique, soit

$$v = \mu.E .$$

Le coefficient de proportionnalité, μ, s'appelle mobilité et s'exprime en mètres carrés par volt par seconde.

Evaluons la charge dQ qui traverse une section droite du conducteur pendant un intervalle de temps dt infiniment petit (*fig.* 4.2)

$$dQ = e.n.s.v.dt ,$$

où

e, est la charge de l'électron,
n, la concentration en électrons par unité de volume,
s, la section du conducteur,
v, la vitesse d'écoulement.

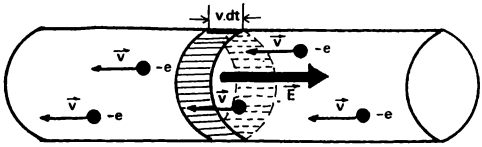


fig. 4.2.

Or, par définition, $I = \frac{dQ}{dt} = e.n.s.v$ et $v = \mu.E$, donc

$$I = e.n.s.\mu.E .$$

Si l'on définit la densité de courant dans le conducteur par la relation $J = \frac{I}{s}$, il vient

$$J = e.n.\mu.E .$$

Posons

$$\sigma = e.n.\mu ,$$

on en tire

$$J = \sigma.E .$$

Le coefficient σ, qui dépend de n et de μ, donc du matériau, **est appelé conductivité.** Elle s'exprime en $\Omega^{-1}.m^{-1}$ (1). **Son inverse ρ est appelé résistivité** du conducteur et s'exprime en mho-mètres ($\Omega.m$).

(1) On trouvera dans certains manuels le siemens par mètre (S/m) ou le mho par mètre (℧/m).

4.1.3. Variations de la résistivité en fonction de la température

L'agitation des électrons et les oscillations des ions du réseau s'accroissant avec la température, il en résulte une multiplication des chocs des électrons libres et une diminution de leur mobilité.

La résistivité étant inversement proportionnelle à la mobilité (4.1.2), il s'ensuit que **la résistivité est fonction croissante de la température,** linéaire en première approximation dans le cas d'un métal pur :

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha t),$$

ρ_0 étant la résistivité à 0 °C,
t, la température en degrés Celsius,
α, le coefficient de température, voisin pour les métaux de $\frac{1}{273}$.

4.2. Isolants

Par opposition aux conducteurs, **les isolants interdisent le passage du courant.** Cette propriété est due au fait qu'il n'y a aucun électron libre dans l'édifice, et seul un champ électrique très intense permet la libération d'électrons. On dit alors, qu'il y a « **claquage** » de l'isolant.

En réalité, aucun isolant n'est parfait et présente une résistivité qui est toujours très élevée.

4.3. Semi-conducteurs intrinsèques

On désigne, sous le nom de **semi-conducteurs,** des corps qui sont des **isolants presque parfaits à très basse température** mais qui présentent une **résistivité intermédiaire entre celle des conducteurs et celle des isolants à la température ambiante** (*fig.* 4.3). Ils sont qualifiés d'**intrinsèques** lorsqu'**ils sont parfaitement purs.** Par contre, lorsqu'**ils présentent des impuretés** même à très faible dose, on les dira **extrinsèques.**

Parmi les corps simples : le silicium, le germanium, le carbone graphite, le sélénium répondent à cette définition, de même que le carbure de silicium ou la galène (sulfure de plomb) parmi les corps composés.

EXEMPLES DE RÉSISTIVITÉS A 27 °C (en Ω.m)		
CONDUCTEURS		ISOLANTS
Argent $1{,}6.10^{-8}$	Germanium 0,5	Diamant 10^{12}
Cuivre $1{,}7.10^{-8}$	Silicium 2400	Mica 10^{10} à 10^{15}
Aluminium $2{,}8.10^{-8}$		

→ SEMI-CONDUCTEURS

fig. 4.3.

Or, les structures cristallines covalentes du diamant, du silicium et du germanium sont identiques : chaque atome est entouré tétraédriquement par quatre autres (*cf.* 1.3). L'évolution de la résistivité de ces trois corps, situés dans la même colonne de la classification périodique, est en accord avec la diminution de l'**énergie nécessaire pour libérer un électron engagé dans une liaison covalente.** Cette énergie sera appelée « **énergie de conduction** ».

Remarque. — Cette énergie est appelée couramment « *énergie d'ionisation* ». En fait, cette désignation est un *abus de langage*, car énergie d'ionisation signifie précisément, l'énergie nécessaire pour libérer un électron d'un atome isolé, ce qui n'est pas le cas ici.

La forte « énergie de conduction » du carbone diamant confirme son rôle isolant : aucun électron ne peut être libéré.

Pour le silicium et le germanium, cette énergie plus faible (*fig.* 4.4) explique que **la simple agitation thermique,** même **à température ordinaire, suffit pour arracher quelques électrons** devenant alors libres de se mouvoir sous l'action d'un champ électrique, comme dans un métal, à la différence qu'ils seront beaucoup moins nombreux que dans ce dernier.

Atome	Résistivité (Ω.m)	Energie de conduction (eV)
Carbone diamant (isolant)	10^{12}	7
Silicium (semi-conducteur)	2400	1,12
Germanium (semi-conducteur)	0,5	0,72

fig. 4.4.

Par contre, à basse température, où l'agitation thermique est pratiquement nulle, aucun électron ne peut être libéré : le silicium et le germanium sont alors isolants.

4.3.1. Notion de trou

Lorsqu'une liaison covalente entre deux atomes se rompt, l'électron libéré laisse à sa place un vide appelé **trou.** Un électron d'une liaison voisine peut venir combler ce trou ; il laisse à son tour un trou derrière lui qui peut être comblé, etc. (*fig.* 4.5).

Toute rupture de liaison covalente donne donc naissance à deux mouvements désordonnés d'électrons :

— *celui de l'électron libéré au sein du cristal* (trajectoire double),
— *celui des électrons de liaisons covalentes circulant de trou en trou* (trajectoire pointillée).

Pour le second, **au lieu de considérer le déplacement d'électrons de charge** $-e$, **il est plus commode de raisonner sur le déplacement d'un trou en sens inverse, en attribuant à ce trou une charge** $+e$.

Conclusion : *Dans un semi-conducteur, l'agitation thermique crée, par rupture des liaisons covalentes, des paires électron libre-trou, dont les déplacements sont ensuite indépendants l'un de l'autre.*

Il faut ajouter qu'un trou peut non seulement être comblé par un électron de valence,

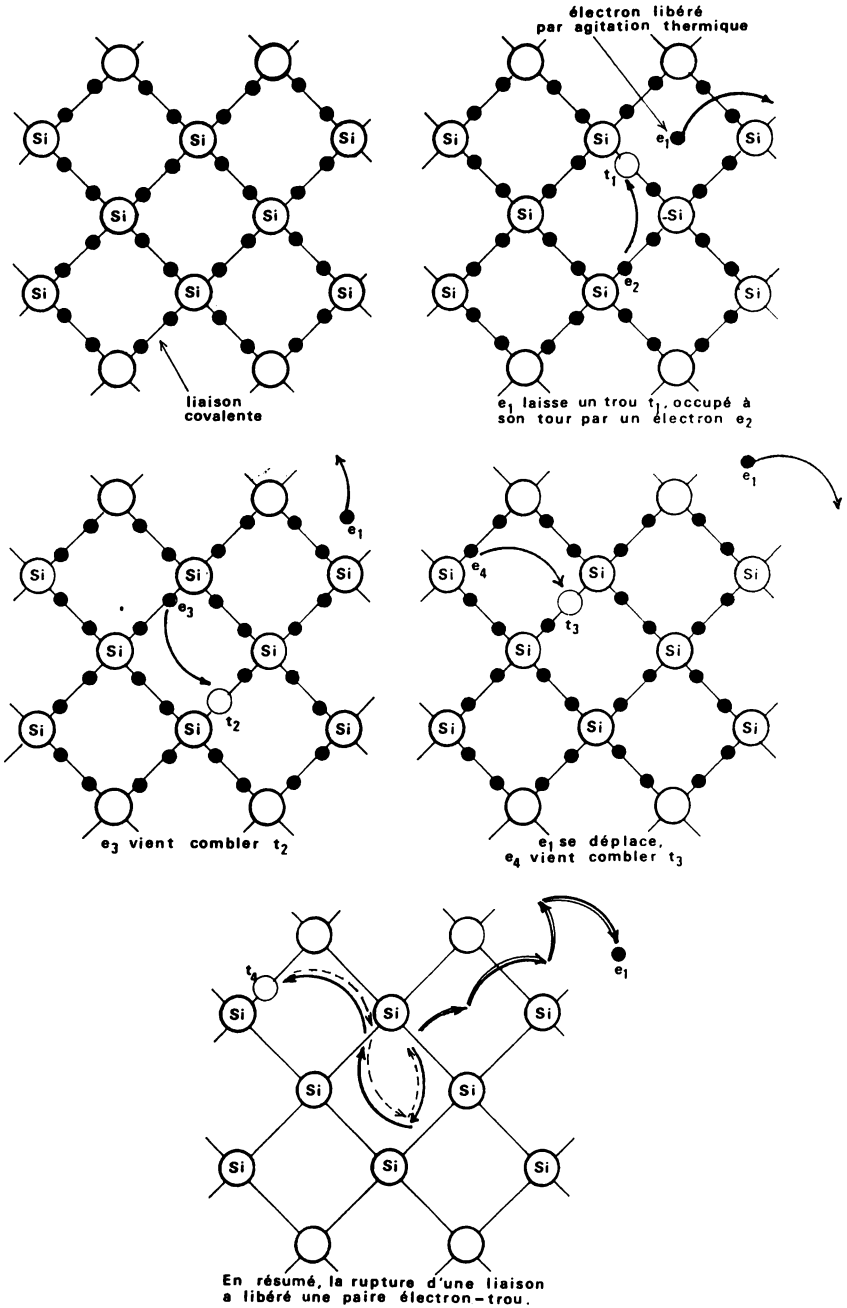
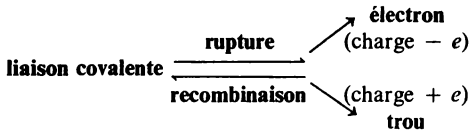

Si
liaison covalente
électron libéré par agitation thermique
e_1
t_1
e_2
e_1 laisse un trou t_1, occupé à son tour par un électron e_2
e_3
t_2
e_3 vient combler t_2
e_4
t_3
e_1 se déplace, e_4 vient combler t_3
t_4
En résumé, la rupture d'une liaison a libéré une paire électron-trou.

fig. 4.5.

mais aussi par un électron libre passant à proximité. On dit alors qu'il y a *recombinaison*. Il en résulte globalement un état d'équilibre, que l'on peut traduire par la relation :



Ces électrons libres et ces trous sont appelés porteurs libres. **Les électrons sont des porteurs négatifs et les trous des porteurs positifs.**

La concentration en porteurs est le nombre de porteurs par unité de volume.

On appellera

n_i, la concentration en porteurs négatifs,
p_i, la concentration en porteurs positifs.

Il est évident que dans ce type de semi-conducteur intrinsèque

$$\boxed{n_i = p_i \,.}$$

A 27 °C, *pour le silicium* : $n_i = p_i = 1{,}5.10^{16}\ \mathrm{m}^{-3}$,
pour le germanium : $n_i = p_i = 2{,}5.10^{19}\ \mathrm{m}^{-3}$.

4.3.2. Résistivité

Comme dans le cas d'un conducteur (*cf.* 4.1.1), si l'on applique un champ électrique à l'intérieur du semi-conducteur, les porteurs libres prennent un mouvement d'ensemble :

— *les trous dans le sens du champ*,
— *les électrons en sens inverse du champ* (*fig.* 4.6).

Ce double déplacement constitue le courant électrique.

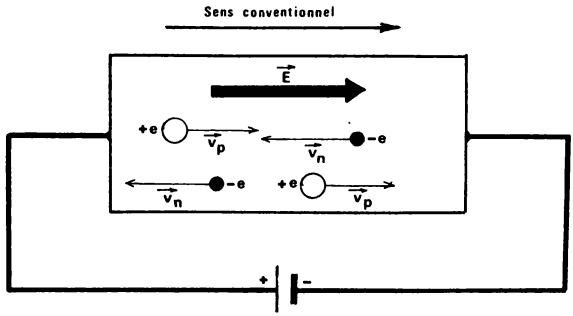


fig. 4.6.

Remarque. — Cette définition n'est pas en contradiction avec celle donnée au paragraphe 4.1.1, il s'agit toujours d'un déplacement d'électrons, puisque l'on a vu qu'un déplacement de trous n'est autre qu'un déplacement d'électrons en sens inverse.

Comme pour les conducteurs, les porteurs libres acquièrent une vitesse limite de déplacement. On peut ainsi définir une mobilité pour chaque type de porteurs :

μ_n pour les électrons,
μ_p pour les trous.

A 27 °C, *ces mobilités valent*

pour le germanium : $\mu_n = 39.10^6\ m^2/V.s$ *et* $\mu_p = 19.10^6\ m^2/V.s$;
pour le silicium : $\mu_n = 12.10^6\ m^2/V.s$ *et* $\mu_p = 5.10^6\ m^2/V.s$.

La vitesse limite pour chacun des porteurs peut alors s'écrire :

pour les porteurs négatifs : $v_n = \mu_n.E$,
pour les porteurs positifs : $v_p = \mu_p.E$.

Par analogie avec les conducteurs :

la conductivité due aux électrons libres est $\sigma_n = e.n_i.\mu_n$,
la conductivité due aux trous est $\sigma_p = e.p_i.\mu_p$.

Il en résulte la **conductivité** du semi-conducteur :

$$\sigma = \sigma_n + \sigma_p = e(n_i\,\mu_n + p_i\,\mu_p)$$

et sa **résistivité** :

$$\rho = \frac{1}{e(n_i\,\mu_n + p_i\,\mu_p)} = \frac{1}{en_i(\mu_n + \mu_p)} = \frac{1}{ep_i(\mu_n + \mu_p)} .$$

4.3.3. Variations de la résistivité en fonction de la température

Toute élévation de température s'accompagne d'un accroissement de l'agitation thermique et d'une multiplication des ruptures de liaisons covalentes.

La concentration en porteurs libres est fonction rapidement croissante de la température et la diminution de la mobilité, par augmentation du nombre de chocs avec les ions du réseau (*cf.* 4.1.3), est négligeable devant l'accroissement de cette concentration.

On démontre que la concentration en porteurs libres varie suivant la loi

$$n_i = p_i = A.T^{3/2}.\exp\left(-\frac{W_i}{2kT}\right),$$

avec

T = température absolue (K),
W_i = « énergie de conduction » (J),
k = constante de Boltzmann ($1{,}38.10^{-23}$ J/K),
A = coefficient dépendant du semi-conducteur.

La résistivité qui varie comme l'inverse des concentrations en porteurs est donc **une fonction décroissante de la température.** On démontre que sa loi de variation est approximativement exponentielle soit

$$\rho = a.\exp\left(\frac{W_i}{2kT}\right) .$$

4.4. Semi-conducteurs extrinsèques

Nous avons admis jusqu'ici que les semi-conducteurs étudiés étaient parfaitement purs. Or, la pureté rigoureuse est irréalisable. Nous allons voir que la présence d'atomes étrangers dans le réseau cristallin modifie considérablement la conductivité.

4.4.1. Semi-conducteurs extrinsèques de type N

Si l'on introduit, dans un réseau de silicium, une impureté pentavalente (*exemples* : phosphore, arsenic, antimoine), les atomes d'impuretés établiront des liaisons covalentes avec les atomes de silicium voisins, mais le cinquième électron, non engagé dans une liaison covalente, sera facilement expulsé (énergie de l'ordre de 0,01 eV) (*fig.* 4.7.*a*).

La seule agitation thermique va permettre la libération d'un électron par atome d'impureté, d'où un accroissement important de la concentration en porteurs négatifs par rapport au semi-conducteur intrinsèque.

La conductivité intrinsèque due aux ruptures de liaisons covalentes subsiste toujours mais reste négligeable devant la conductivité due aux impuretés.

La concentration en porteurs négatifs étant très importante devant celle en porteurs positifs, on dit que **les électrons sont porteurs majoritaires, les trous porteurs minoritaires** et **la conductivité de type N.**

Par ailleurs, les atomes pentavalents, appelés **atomes donneurs** pour avoir fourni leur cinquième électron périphérique, deviennent des *ions positifs* qui restent fixes dans le réseau cristallin (*fig.* 4.7.*b*).

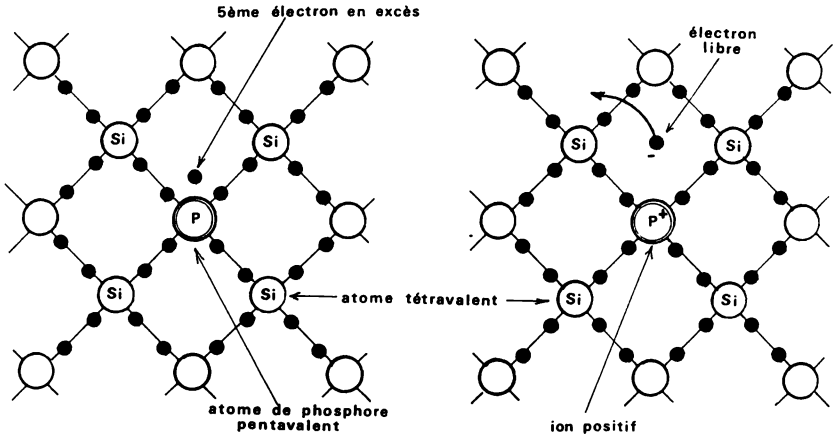


fig. 4.7.*a*. *fig.* 4.7.*b*.

4.4.2. Semi-conducteurs extrinsèques de type P

Si l'on introduit désormais, dans un réseau de silicium, une impureté trivalente (*exemples* : bore, aluminium, gallium, indium), les atomes d'impuretés ne peuvent établir que trois liaisons covalentes avec les atomes de silicium voisins. Par analogie avec le paragraphe 4.3.1, on dit qu'il fournissent un trou. Une très faible énergie sera nécessaire (de l'ordre de 0,01 eV) pour qu'un électron d'une liaison voisine vienne combler ce trou, avec apparition d'un nouveau trou, etc. (*fig.* 4.8.*a*).

La seule agitation thermique va permettre la libération d'un trou par atome d'impureté, d'où un accroissement important de la concentration en porteurs positifs par rapport au semi-conducteur intrinsèque.

Les trous sont ici, **porteurs majoritaires, les électrons porteurs minoritaires** et **la conductivité de type P.**

Les atomes trivalents, appelés **atomes accepteurs** pour avoir capté un électron, deviennent des *ions négatifs* qui restent fixes dans le réseau cristallin (*fig.* 4.8.*b*).

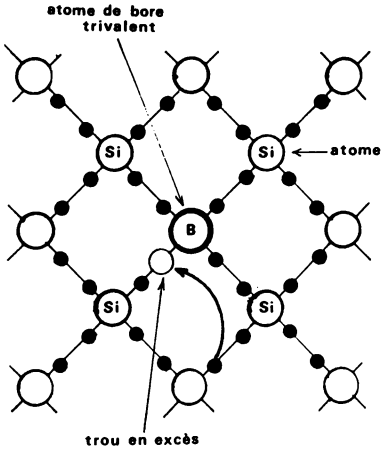


fig. 4.8.*a.*

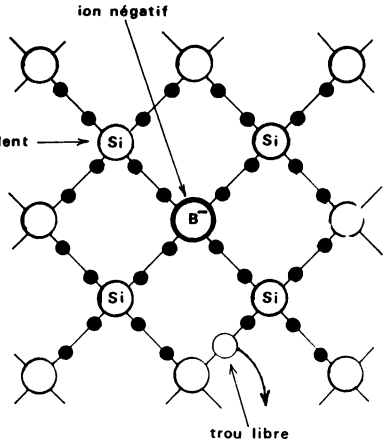


fig. 4.8.*b.*

4.4.3. Relation entre les concentrations en porteurs. Résistivité

***Semi-conducteur de type* N**

Désignons par N_d la concentration en atomes donneurs,
n_n la concentration en porteurs négatifs,
p_n la concentration en porteurs positifs.
Ecrivons que le semi-conducteur est électriquement neutre :

$$n_n = N_d + p_n .$$

D'autre part, la concentration en porteurs négatifs (majoritaires) est très supérieure à la concentration en porteurs positifs (minoritaires) :

$$n_n \gg p_n \Rightarrow \boxed{n_n \approx N_d .}$$

On démontre, par ailleurs, que le produit des concentrations en porteurs garde une valeur constante, que le semi-conducteur considéré soit intrinsèque ou extrinsèque :

$$n_n . p_n = n_i . p_i \Rightarrow \boxed{p_n = \frac{n_i . p_i}{n_n} = \frac{n_i . p_i}{N_d} .}$$

Il en résulte l'expression de la **résistivité d'un semi-conducteur extrinsèque de type N** :

$$\boxed{\rho_N = \frac{1}{e . \mu_n . N_d} .}$$

***Semi-conducteur de type* P**

Désignons par N_a la concentration en atomes accepteurs,
n_p la concentration en porteurs négatifs,
p_p la concentration en porteurs positifs.
La neutralité électrique du semi-conducteur entraîne

$$p_p = N_a + n_p .$$

La concentration en porteurs positifs (majoritaires) étant très supérieure à la concentration en porteurs négatifs (minoritaires), il en résulte

$$\boxed{p_p \approx N_a .}$$

Or,

$$p_p . n_p = p_i . n_i \Rightarrow \quad \boxed{n_p = \frac{n_i . p_i}{p_p} = \frac{n_i . p_i}{N_a} .}$$

Par analogie avec l'étude précédente, la **résistivité d'un semi-conducteur extrinsèque de type P** s'exprime par la relation

$$\boxed{\rho_P = \frac{1}{e . \mu_p . N_a} .}$$

Conclusion : *La résistivité d'un semi-conducteur extrinsèque est approximativement inversement proportionnelle à la concentration en impuretés.*

Dans la mesure où N_a et N_d sont des constantes, l'influence de la température sur la résistivité se limite aux variations de la mobilité des porteurs en fonction de la température. Ces variations relativement faibles rendent **la résistivité presque constante jusqu'à des températures voisines de la température ambiante.** Par contre, aux températures élevées, la conductivité intrinsèque devient suffisamment importante pour masquer la conductivité extrinsèque (*cf.* E.4.8). Ce phénomène entraîne une *limitation de la température d'utilisation des semi-conducteurs* (100 °C *pour le germanium*, 200 °C *pour le silicium*).

4.5. Résistances non linéaires

On désigne généralement sous cette expression des éléments semi-conducteurs dont la résistance électrique peut varier considérablement en fonction de la température (thermistance, résistance C.T.P.) ou de la tension appliquée aux bornes (V.D.R. : *voltage dependant resistor*).

Ces éléments ne suivent pas la loi d'Ohm. Autrement dit, **la courbe représentative de $u = f(i)$** (où u est la tension aux bornes et i le courant traversant l'élément) **n'est pas une droite passant par l'origine.**

4.5.1.. Thermistance

La thermistance est un élément constitué par un semi-conducteur (oxyde métallique réduit en poudre, aggloméré et porté à haute température) dont la **résistance décroît très rapidement en fonction de la température.**

Symbole (*fig.* 4.9).

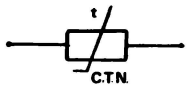


fig. 4.9.

Comme pour tout semi-conducteur, la loi de variation de la résistivité est exponentielle, soit $\rho = A.\exp\frac{B}{T}$ (les constantes A et B dépendent de la nature du matériau).

Si l'on définit le **coefficient de température** par la quantité

$$\alpha = \frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dT},$$

il vient dans ce cas-là

$$\alpha = -\frac{B}{T^2}.$$

On constate que ce coefficient est négatif. Les thermistances sont encore appelées « **résistance C.T.N.** » (coefficient de température négatif).

Ce coefficient est généralement très élevé en valeur absolue. Il est *de l'ordre de* − 1 % *à* − 5 % suivant les thermistances, alors que pour un métal, il vaut environ + 0,4 % (*cf.* 4.1.3).

La courbe représentative de $u = f(i)$ [appelée **caractéristique courant-tension** (*cf.* M.4.2)] est une courbe semblable à celle de la *figure* 4.10.

On remarque que la tension aux bornes de la thermistance passe par un maximum appelé « **basculement** ».

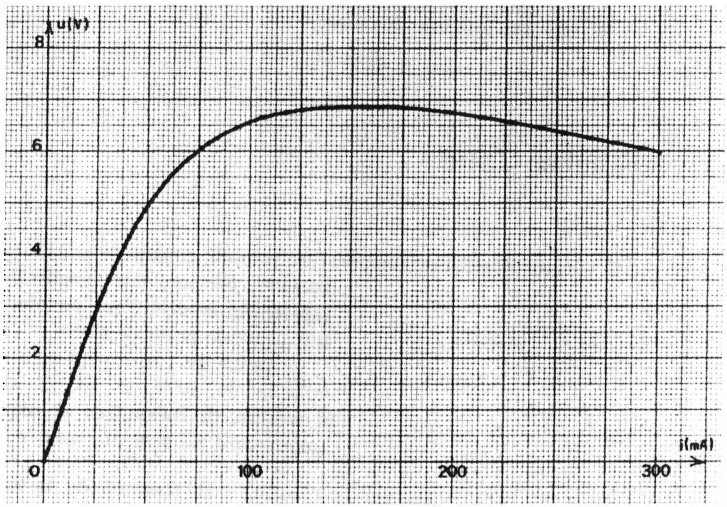
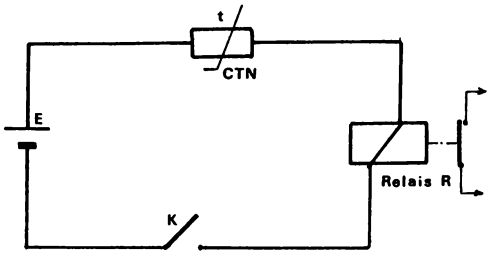


fig. 4.10.

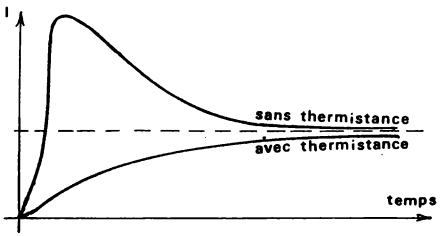
Interprétation : aux faibles courants, l'échauffement est faible et la tension est approximativement proportionnelle à l'intensité. Au fur et à mesure que l'intensité croît, la température de la thermistance s'élève, sa résistance diminue, la tension devient de plus en plus faible.



Lorsqu'on ferme K, la thermistance s'échauffe, sa résistance diminue, au bout d'un certain temps, le courant est suffisant pour enclencher R.

fig. 4.11.

Les thermistances sont utilisées par exemple, en thermométrie (*cf.* E.4.10), pour temporiser l'enclenchement d'un relais (*fig.* 4.11), pour protéger contre les surintensités (*fig.* 4.12).



Certains circuits (ex : lampes de projecteurs) ne présentent qu'une faible résistance à froid, d'où une surintensité à la mise sous tension. On place alors en série une thermistance qui, en s'échauffant, permet une croissance progressive du courant.

fig. 4.12.

4.5.2. Résistance C.T.P.

Symbole (*fig.* 4.13).

La résistance C.T.P. (coefficient de température positif), constituée par du titanate de baryum, présente une **résistivité qui croît rapidement au-delà d'une certaine température,** appelée point de Curie.

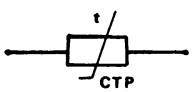


fig. 4.13.

Le point de Curie peut être modifié à volonté de 30 °C à 100 °C au moyen d'additifs, de même que *le coefficient de température qui peut atteindre* + 60 %.

La caractéristique R = *f*(T), donnant la résistance en fonction de la température (*fig.* 4.14), **présente trois zones :**

Zone 1 : située avant le point de Curie, où le coefficient de température est légèrement négatif.

Zone 2 : très étroite, où le coefficient de température devient très nettement positif.

Zone 3 : où le coefficient de température redevient négatif.

Le domaine d'utilisation pratique est constitué par l'ensemble des zones 1 et 2.

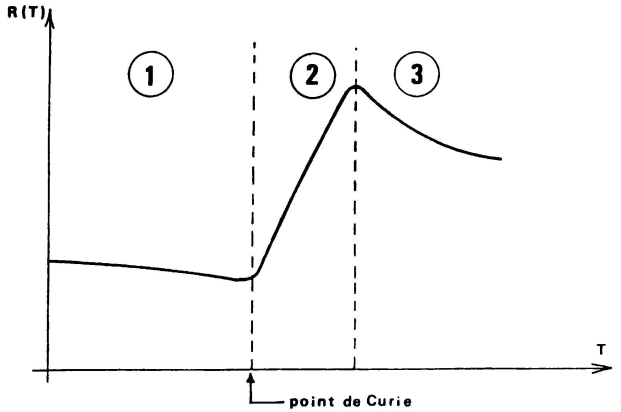


fig. 4.14.

La caractéristique courant-tension (*fig.* 4.15) **présente** elle aussi **un point de basculement,** mais il est cette fois **en courant.** Au-delà de cette limite, la température de la C.T.P. s'élève, sa résistance s'accroît rapidement, le courant diminue.

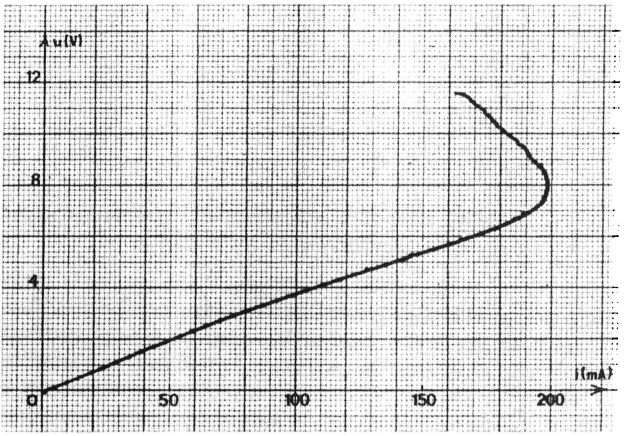


fig. 4.15.

Leurs applications de plus en plus étendues vont de la mesure de niveaux liquides à la protection thermique des moteurs.

4.5.3. V.D.R. (voltage dependant resistor)

Une V.D.R., constituée essentiellement par du carbure de silicium, est une **résistance** dont la valeur **décroît lorsque la tension à ses bornes augmente.**

Symbole (*fig.* 4.16).

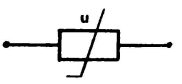


fig. 4.16.

La caractéristique courant-tension (*cf.* M.4.1) est une courbe analogue à celle de la *figure* 4.17. Son **équation** est **de la forme** $u = k.i^n$, où *n est un nombre compris entre* 0,1 *et* 0,5 et k un coefficient qui dépend du matériau, des dimensions de l'élément et faiblement de la température.

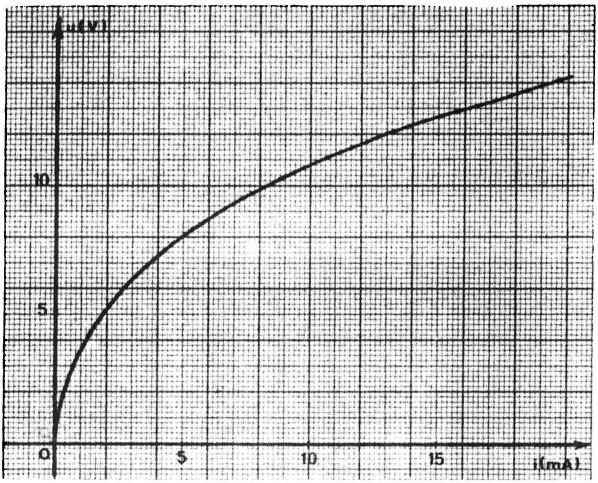


fig. 4.17.

En coordonnées logarithmiques : $\log u = \log k + n.\log i$. Cette **caractéristique** devient une **droite** de pente n et d'ordonnée à l'origine, $\log k$ (*fig.* 4.18).

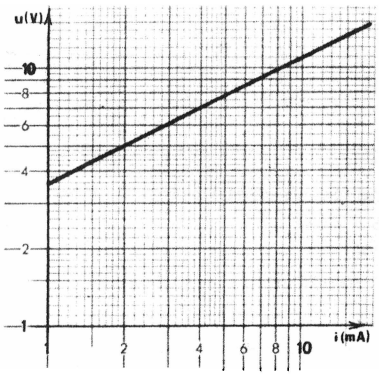


fig. 4.18.

Les applications des V.D.R. sont très diverses : dilatation de l'échelle d'un ampèremètre (*cf.* E.4.12), parafoudres, compresseurs et expanseurs de contraste, etc.

M.4. Mesures de laboratoire

M.4.1. Relevé de la caractéristique courant-tension d'une V.D.R.

M.4.1.1. Montage expérimental (*fig.* M.4.1)

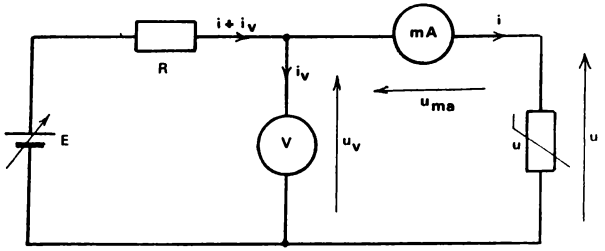


fig. M.4.1.

M.4.1.2. Notion de point de fonctionnement

Ecrivons la loi des mailles du circuit d'entrée :

$$u_e = E - R(i + i_v) . \qquad (1)$$

Si l'on néglige le courant dérivé par le voltmètre :

$$i + i_v \approx i . \qquad (2)$$

Par ailleurs, dans la maille de sortie :

$$u_e = u + u_{mA} .$$

Si l'on néglige la chute de tension dans le milliampèremètre :

$$u + u_{mA} \approx u . \qquad (3)$$

Portons les résultats (2) et (3) dans la relation (1), il vient

$$u = E - R.i .$$

Dans le plan $(u ; i)$, cette équation est celle d'une droite passant par les points :

$$(u = E ; i = 0) \quad \text{et} \quad \left(u = 0 ; i = \frac{E}{R}\right) \qquad (\textit{fig.}\ M.4.2.a) .$$

Cette droite est appelée **droite de charge.**

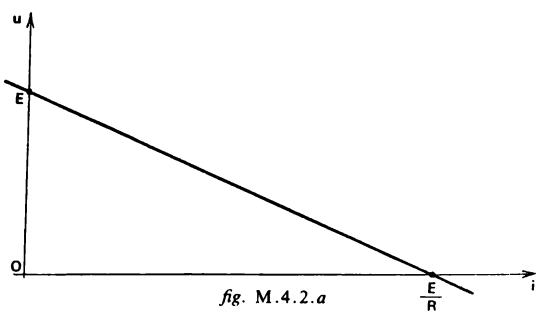


fig. M.4.2.*a*

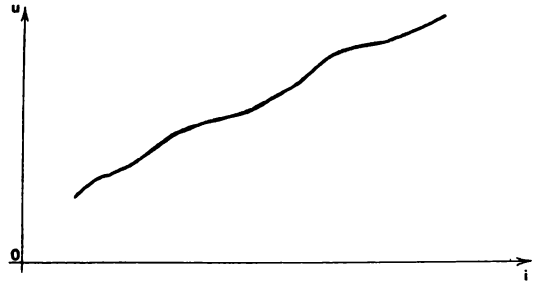


fig. M.4.2.*b*.

D'autre part, il existe une **relation** $u = f(i)$ entre courant et tension aux bornes de la V.D.R. Cette relation se traduit dans le plan $(u\,;\,i)$ par une courbe (*fig.* M.4.2.*b*). Cette courbe est appelée **caractéristique courant-tension.**

Les coordonnées du point d'intersection de la droite de charge avec la caractéristique courant-tension traduisent l'état de fonctionnement du montage (*fig.* M.4.2.*c*).

Ce point est appelé **point de fonctionnement du montage.**

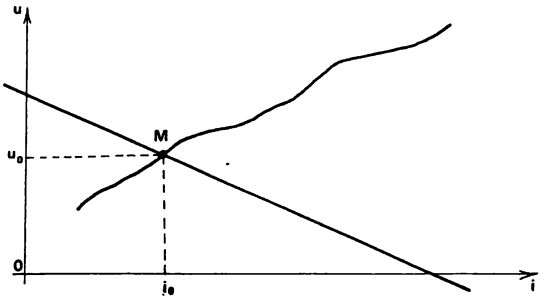


fig. M.4.2.*c*.

M.4.1.3. Relevé de la caractéristique

Faisons croître progressivement la valeur E de la tension d'alimentation.

A une valeur E_1 de E correspondent une droite de charge (*fig.* M.4.3.*a*) et un point de fonctionnement de coordonnées $(u_1\,;\,i_1)$ lues sur les appareils de mesure (*fig.* M.4.3.*b*).

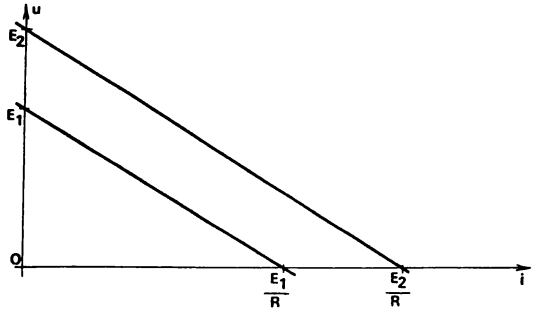


fig. M.4.3.*a*

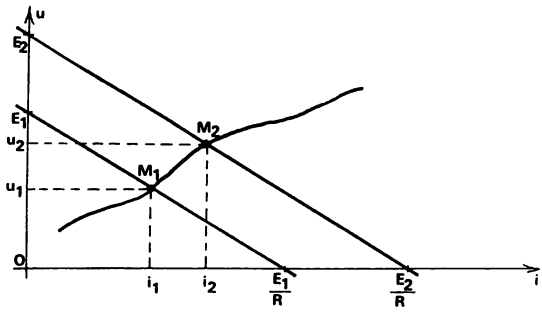


fig. M.4.3.*b*.

A une valeur E_2 de E correspondent une droite de charge parallèle à la précédente (*fig.* M.4.3.*a*) et un point de fonctionnement de coordonnées (u_2 ; i_2) (*fig.* M.4.3.*b*).

L'ensemble des points de fonctionnement décrit la caractéristique courant-tension de la V.D.R. (*fig.* M.4.4).

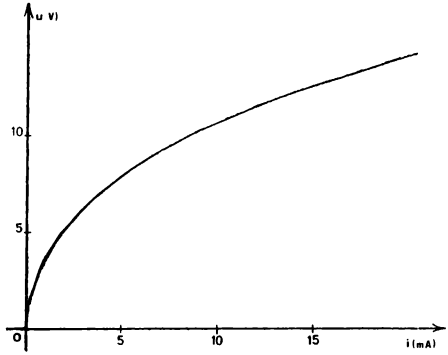


fig. M.4.4.

M.4.2. Relevé de la caractéristique courant-tension d'une thermistance

M.4.2.1. Montage expérimental (*fig.* M.4.5)

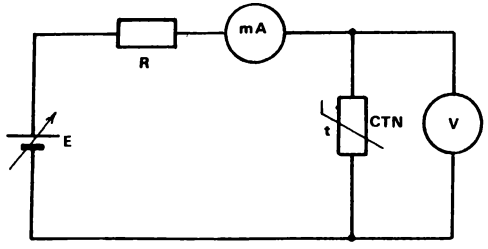


fig. M.4.5.

M.4.2.2. Etude de l'influence de la résistance R

Le principe du relevé de la caractéristique est le même que pour une V.D.R., il s'agit de relever l'ensemble des points de fonctionnement pour différentes valeurs de la tension E d'alimentation.

Néanmoins, dans le cas d'une thermistance, la valeur de la résistance R prend de l'importance, car la caractéristique présente une portion à pente négative.

Représentons arbitrairement une caractéristique possédant cette propriété (*fig.* M.4.6).

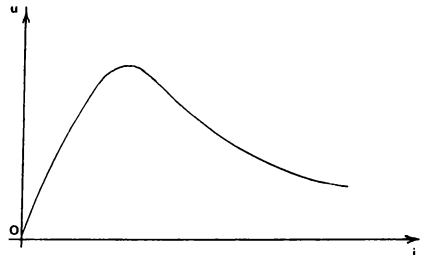


fig. M.4.6.

Premier cas : **R = 0.**

Dans ces conditions, la droite de charge est parallèle à l'axe des abscisses (*fig.* M.4.7).

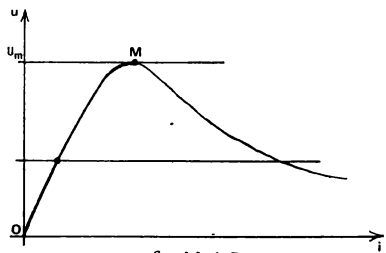


fig. M.4.7.

Lorsque la tension E croît progressivement à partir de 0, le point de fonctionnement décrit la partie OM de la caractéristique.

Pour $E \geqslant U_m$, le point d'intersection avec la caractéristique est rejeté à l'infini et, si le courant débité par l'alimentation n'est pas limité, il y a **destruction de la thermistance par excès de courant.**

Deuxième cas : **R faible.**

La droite de charge présente une faible pente, elle a une allure analogue à celle de la *figure* M.4.8.

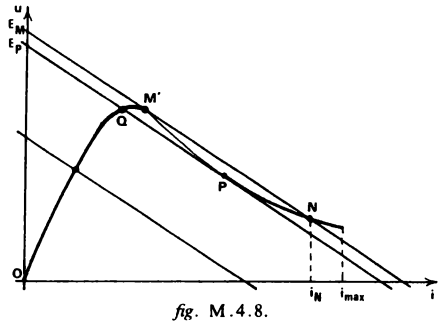


fig. M.4.8.

De même que précédemment, lorsque E croît à partir de 0, le point de fonctionnement décrit la portion OM' de la caractéristique.

Lorsque E devient égale à E_M, le point de fonctionnement saute brutalement en N et deux situations se présentent :

— soit i_N est supérieur au courant maximal admissible, il y a alors destruction de la thermistance,

— soit i_N est inférieur au courant maximal admissible. et l'on peut par diminution de E, décrire la portion NP de la caractéristique. Lorsque E devient egal à E_P, le point de fonctionnement repasse brutalement en Q, c'est-à-dire sur l'arc OM' déjà tracé auparavant.

Il est impossible de relever la portion M'P à pente négative.

Troisième cas : **R grand.**

La droite de charge présente une forte pente, elle a une allure analogue à celle de la *figure* M.4.9.

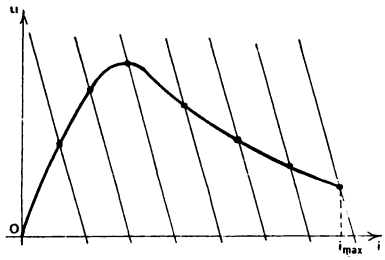


fig. M.4.9.

Dans ce cas-là, si E croît progressivement à partir de 0, il n'existe qu'un point de fonctionnement et **l'ensemble de la caractéristique pourra être décrit.**

Pour relever la totalité de la courbe, il faut, et il suffit, que la resistance R soit supérieure à la valeur absolue de la pente négative de la caractéristique.

Remarque. — **Cas d'une résistance C.T.P.** Le raisonnement précédent, appliqué à une résistance C.T.P., montrerait qu'il faut, au contraire dans ce cas, que la **résistance R** soit **inférieure à la valeur absolue de la pente négative de la caractéristique.**

M.4.2.3. Relevé de la caractéristique (*fig.* M.4.10)

La thermistance étant un élément très sensible à la température, **il sera impératif** pour chaque valeur de E, **d'attendre que la température d'équilibre soit bien établie,** ce qui nécessitera plusieurs minutes dans la partie descendante où l'échauffement est important.

On pourra étudier l'influence de la température ambiante sur l'allure de la caractéristique, en plaçant la thermistance dans une étuve thermostatée.

On constatera que le maximum s'élève quand l'ambiance se refroidit (*fig.* M.4.11).

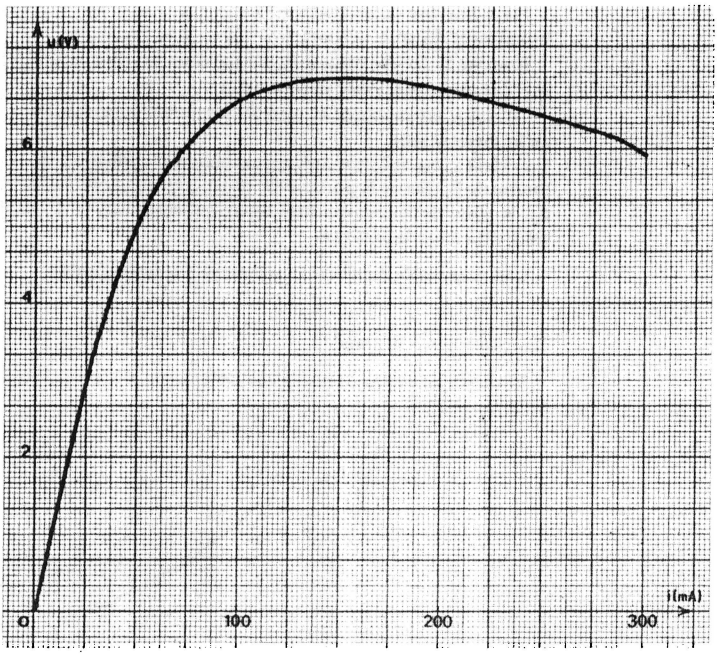


fig. M.4.10.

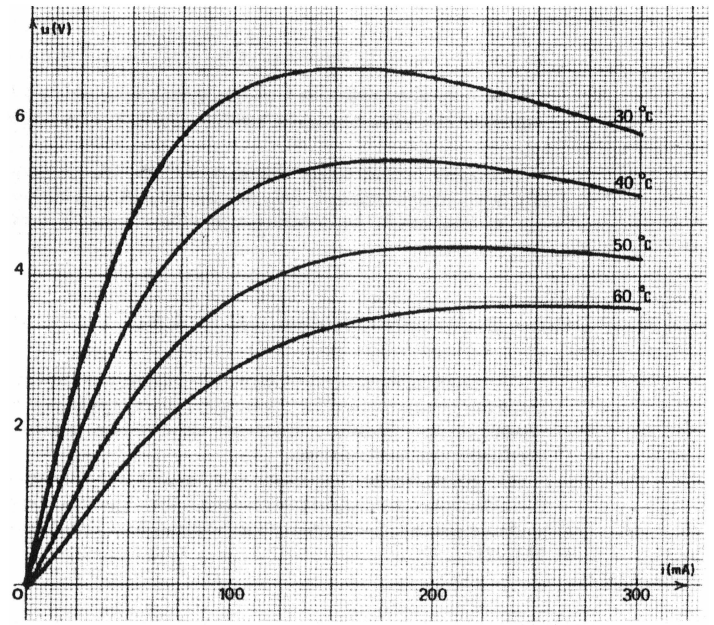


fig. M.4.11.

E.4. Exercices

Exercices d'application

E.4.1

a) Calculer la résistivité ρ_0 à 273 K du silicium intrinsèque.
On donne :
concentration en porteurs à 273 K : $n_i = p_i = 1{,}6.10^9\ \text{cm}^{-3}$,
mobilité des porteurs à 273 K ($\text{cm}^2/\text{V.s}$) : électrons : 1 600 ; trous : 550.

b) Calculer la valeur ρ_{27} de la résistivité à 300 K, sachant que la loi de variation de la résistivité est de la forme $A.\exp\frac{B}{T}$ avec B = 6 492 K.

Solution :

a) Appliquons la formule établie au paragraphe 4.3.2 donnant la résistivité du semi-conducteur intrinsèque :

$$\rho_0 = \frac{1}{en_i(\mu_n + \mu_p)} = 1{,}8.10^6\ \Omega.\text{cm}\ .$$

b) Résistivité à 300 K : $\rho_{27} = A.\exp\frac{B}{300}$.

Résistivité à 273 K : $\rho_0 = A.\exp\frac{B}{273}$.

Soit, en faisant le rapport membre à membre de ces deux expressions,

$$\frac{\rho_{27}}{\rho_0} = \exp\left[B\left(\frac{1}{300} - \frac{1}{273}\right)\right] = 0{,}117\,6\ ,$$

d'où

$$\rho_{27} = 211\,690\ \Omega.\text{cm}\ .$$

E.4.2

Soit un cristal de germanium à 300 K, pour lequel la concentration en porteurs intrinsèques est

$$n_i = p_i = 2{,}5.10^{19}\ \text{m}^{-3}\ .$$

La mobilité des électrons à cette température est 3 600 $\text{cm}^2/\text{V.s}$, celle des trous est 1 700 $\text{cm}^2/\text{V.s}$.
Ce cristal est dopé par des atomes donneurs dont la concentration est $5.10^{16}\ \text{cm}^{-3}$. Tous les atomes donneurs sont supposés ionisés.

a) Calculer la concentration en électrons et trous, ainsi que la résistivité du matériau dopé à 300 K.
b) On élève la température jusqu'à 400 K. Sachant que, pour le germanium, la concentration en porteurs n_i (ou p_i) double tous les dix degrés, calculer les concentrations en électrons et trous, ainsi que la résistivité du matériau dopé à 400 K.

Solution :

a) Appliquons les formules donnant les concentrations en porteurs d'un semiconducteur intrinsèque établies au paragraphe 4.4.3 :

$$\boxed{\begin{aligned} n_n &= N_d = 5.10^{16}\ \text{cm}^{-3} \\ p_n &= \frac{n_i^2}{N_d} = 1{,}25.10^{10}\ \text{cm}^{-3} \end{aligned}} \quad \text{(on retrouve } p_n \ll n_n\text{)}.$$

D'autre part,

$$\boxed{\rho = \frac{1}{eN_d\,\mu_n} = 0{,}035\ \Omega.\text{cm}} \quad (cf.\ 4.4.3).$$

b) Sachant que n_i double tous les dix degrés, calculons la concentration en porteurs intrinsèques à 400 K :

$$n_{i400} = n_{i300}.2^{10} = 2{,}56.10^{16}\ \text{cm}^{-3}.$$

On constate que la concentration en porteurs intrinsèques n'est plus négligeable devant la concentration en atomes donneurs, il est donc nécessaire de tenir compte de la conductivité intrinsèque.

La neutralité électrique du matériau entraîne :

$$n_n = p_n + N_d.$$

Or,

$$n_n.p_n = n_{i400}.p_{i400} = n_{i400}^2 \Rightarrow p_n = \frac{n_{i400}^2}{n_n}.$$

Soit, en portant dans la relation précédente et en réduisant au même dénominateur,

$$\boxed{n_n^2 - N_d.n_n - n_{i400}^2 = 0}.$$

La résolution de cette équation du second degré entraîne :

$$\boxed{\begin{aligned} n_n &= 6{,}08.10^{16}\ \text{cm}^{-3} \\ p_n &= 1{,}08.10^{16}\ \text{cm}^{-3}, \end{aligned}}$$

et

d'où la valeur de la résistivité :

$$\boxed{\rho = \frac{1}{e(n_n\,\mu_n + p_n\,\mu_p)} = 0{,}026\ \Omega.\text{cm}}.$$

E.4.3

Etude d'un stabilisateur de tension à thermistance (*fig.* E.4.1).

La thermistance dont la caractéristique est donnée *figure* E.4.2, est mise en série avec une résistance $r = 15\ \Omega$.

a) Tracer la caractéristique $u = f(i)$ de l'ensemble.

b) Etablir la relation entre i, u, E, R et R_c.

c) Calculer R pour que $i = 60$ mA.

d) Entre quelles limites u varie-t-elle, lorsque E varie de $\pm 15\,\%$ autour de la valeur 24 V ?

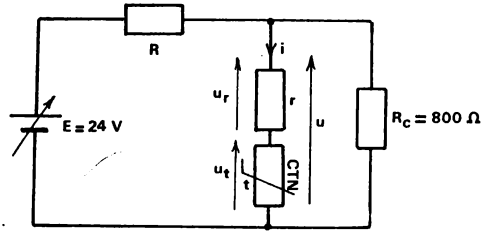


fig. E.4.1.

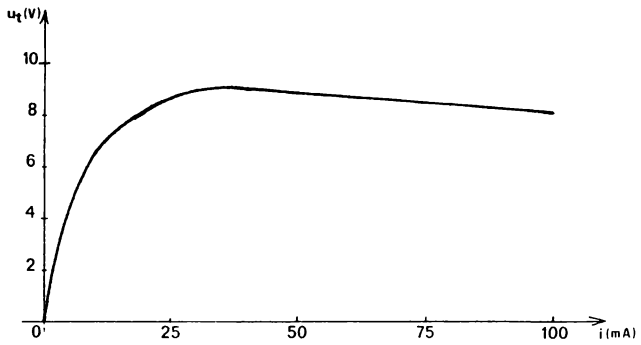


fig. E.4.2.

Solution :

a) La tension u est égale à la somme de la tension u_t aux bornes de la thermistance et de la tension u_r aux bornes de la résistance r.

Or, $u_t = f(i)$ nous est donnée par la caractéristique de la *figure* E.4.2. La courbe représentative de $u_r = r.i$ est une droite passant par l'origine.

Le courant i est le même pour les deux éléments, **il suffit** donc, **pour avoir la caractéristique $u = f(i)$** de l'ensemble, **de faire la somme des ordonnées des deux courbes $u_t = f(i)$ et $u_r = r.i$ pour chaque valeur de i** (*fig.* E.4.3).

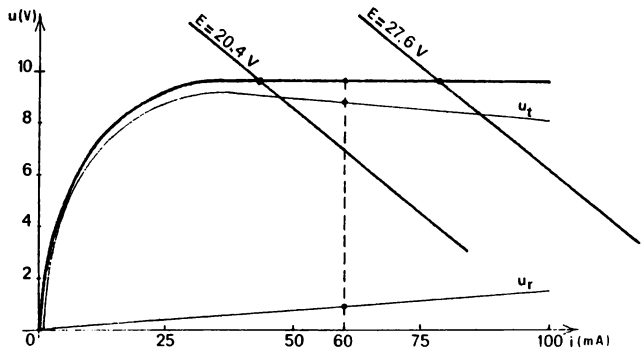


fig. E.4.3.

b) Pour établir la relation entre i, u, E, R et R_c, il suffit d'écrire la loi des nœuds, soit

$$\boxed{i = \frac{E - u}{R} - \frac{u}{R_c}.} \qquad (1)$$

c) Pour $i = 60$ mA, on lit sur la caractéristique que u doit être égal à 9,6 V. En portant dans la relation précédente, il vient

$$\boxed{R = 200\ \Omega.}$$

d) Lorsque **E = 24 V + 15 % = 27,6 V,** il suffit de tracer dans le plan $(u\,;\,i)$ la droite dont l'équation est donnée par la relation (1), on en déduit la valeur correspondante de u (*fig.* E.4.3) :

$$\boxed{u = 9{,}55\ \text{V}.}$$

De même, lorsque **E = 24 V − 15 % = 20,4 V,** on trace la droite d'équation (1) et on en tire la valeur correspondante de u (*fig.* E.4.3) :

$$\boxed{u = 9{,}5\ \text{V}.}$$

On constate l'**effet stabilisateur du montage,** puisque **à une variation de 15 % de E correspond une variation d'à peu près 1 % de la tension u.**

Exercices de synthèse

E.4.4

Calculer la mobilité à 0 °C des électrons dans un conducteur de cuivre. La concentration en électrons libres est de 10^{29} m^{-3} et la résistivité à 0 °C vaut $1{,}7.10^{-8}\ \Omega.\text{m}$.

Réponse : 36,76 cm^2/V.s.

E.4.5

Calculer la conductivité et la résistivité à 300 K du germanium et du silicium intrinsèques.
On donne :
Concentration des porteurs à 300 K :

- germanium : $n_i = p_i = 2{,}5.10^{13}$ cm^{-3} ;
- silicium : $n_i = p_i = 1{,}6.10^{10}$ cm^{-3}.

Mobilité des porteurs à 300 K (en cm^2/V.s) :

- germanium : électrons (3 600), trous (1 700) ;
- silicium : électrons (1 500), trous (500).

Réponse : germanium : ($\sigma = 0{,}021\ 2\ \Omega^{-1}.\text{cm}^{-1}$; $\rho = 47{,}2\ \Omega.\text{cm}$).
silicium : ($\sigma = 5{,}12.10^{-6}\ \Omega^{-1}.\text{cm}^{-1}$; $\rho = 195\ 300\ \Omega.\text{cm}$).

E.4.6

La résistivité d'un semi-conducteur varie avec la température suivant la loi : $\rho = A.\exp\frac{B}{T}$.

a) Sachant que la résistivité du germanium intrinsèque est 47 Ω.cm à 300 K et qu'elle passe à 30 Ω.cm, lorsque la température s'élève à 310 K, calculer les constantes A et B.

b) Sachant que $B = \frac{W_i}{2k}$, avec W_i énergie de conduction et k constante de Boltzmann ($1{,}38.10^{-23}$ J/K), en déduire l'énergie W_i pour le germanium.

Réponses : *a*) $A = 4{,}26.10^{-7}\ \Omega.m$; $B = 4\,174$ K. *b*) $W_i = 0{,}72$ eV.

E.4.7

Un échantillon de germanium intrinsèque à 300 K, pour lequel la concentration des porteurs vaut $2{,}5.10^{13}$ cm^{-3} et la mobilité des électrons 3 600 cm^2/V.s, est dopé par des atomes donneurs de telle façon qu'il y ait un atome d'impuretés pour 10^6 atomes de germanium. Tous les atomes donneurs sont supposés ionisés. La concentration des atomes de germanium vaut $4{,}4.10^{22}$ cm^{-3}.

a) Calculer la concentration en électrons et trous.

b) Calculer la résistivité du matériau dopé.

Réponses : *a*) $n_n = 4{,}4.10^{16}$ cm^{-3}, $p_n = 1{,}42.10^{10}$ cm^{-3}. *b*) $\rho = 0.039\,\Omega.cm$.

E.4.8

Un cristal de silicium, pour lequel à 300 K, la concentration en porteurs intrinsèques vaut $1{,}6.10^{10}$ cm^{-3}, la mobilité des électrons 1 500 cm^2/V.s et la mobilité des trous 500 cm^2/V.s, est dopé par des atomes accepteurs. Tous les atomes accepteurs sont supposés ionisés, leur concentration est 10^{15} cm^{-3}.

a) Calculer les concentrations en porteurs et la résistivité du matériau à 300 K.

b) On élève la température jusqu'à 450 K. Si l'on admet que, pour le silicium, la concentration en porteurs intrinsèques double lorsque la température s'élève de 6 K, montrer qu'à cette température, le semi-conducteur se comporte comme un semi-conducteur intrinsèque, dont on calculera les concentrations en porteurs et la résistivité.

On négligera les variations de mobilité.

Réponses : *a*) $p_p = 10^{15}$ cm^{-3} ; $n_p = 2{,}56.10^5$ cm^{-3} ; $\rho = 12.5\ \Omega.cm$.

b) $p_p = n_p = 5{,}37.10^{17}$ cm^{-3} ; $\rho = 5{,}8\ m\Omega.cm$.

E.4.9

La résistance d'une thermistance varie avec la température suivant une loi de la forme

$$R(T) = A.\exp\frac{B}{T}.$$

Sachant qu'à 27 °C, la résistance vaut 10 kΩ, et le coefficient de température − 3 %, calculer la résistance à 37 °C.

Réponse : R = 7,48 kΩ.

E.4.10

Etude d'un thermomètre à thermistance (*fig.* E.4.4).

Le calibre du milliampèremètre est 10 mA et sa résistance interne 1 kΩ.

La thermistance présente une résistance de 9 kΩ à 0 °C et une résistance de 2,73 kΩ à 25 °C.

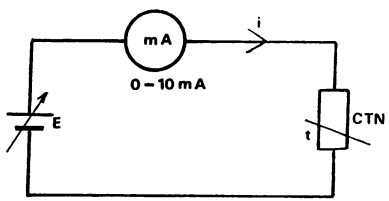


fig. E.4.4.

a) Sachant que la résistance varie suivant la loi : $R(T) = A.\exp\frac{B}{T}$ (T : température absolue), quelle doit être la valeur de E, pour qu'à 50 °C, la déviation soit maximale ?

b) Calculer l'intensité du courant à 0 °C.

c) Quelle est la température correspondant au centre du cadran ?

Réponses : *a*) E = 20 V ; *b*) $i = 2$ mA ; *c*) $t = 23$ °C.

E.4.11

La caractéristique $u(i)$ d'une V.D.R. a pour équation $u = k.i^n$. Elle passe par les points

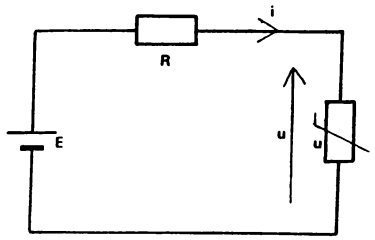


fig. E.4.5.

(u = 31,6 V ; i = 10 mA) et (u = 37,6 V ; i = 20 mA).

a) Déterminer les valeurs de k et n.

b) Tracer la caractéristique $u(i)$ pour i compris entre 0 et 20 mA.

c) Cette V.D.R. est insérée dans le montage de la *figure* E.4.5, on donne

E = 40 V ; R = 2 kΩ.

Tracer la droite de charge dans le plan (u ; i).

Déterminer le point de fonctionnement du montage.

d) E varie de ± 10 V autour de 40 V, quelle est la variation correspondante de u ?

Réponses : *a*) k = 100 ; n = 0,25, *c*) (u = 28 V ; i = 6 mA), *d*) u = 23,6 V et u = 31,4 V.

E.4.12

Transformation d'un milliampèremètre de calibre 10 mA *en un voltmètre à échelle dilatée* (*fig.* E.4.6).

La V.D.R. est placée en série avec une source qui varie de ± 5 V autour de 25 V.

La V.D.R. présente une caractéristique $u(i)$ de la forme $u = k.i^n$ avec k = 67,5 et n = 0,176.

a) Calculer l'intensité du courant pour E = 30 V et E = 20 V. Graduer directement le milliampèremètre en volts.

b) Comparer la plage d'utilisation avec celle que l'on aurait en remplaçant la V.D.R. par une résistance de 300 Ω.

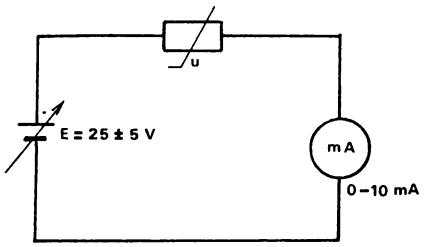


fig. E.4.6.

Réponses : *a*) 10 mA ; 1 mA. *b*) 10 mA ; 6,67 mA.

Chapitre 5

Jonction P-N

Après avoir défini le mécanisme de conduction dans les solides et, en particulier, dans les semi-conducteurs, nous allons étudier le comportement électrique de la juxtaposition de deux barreaux de semi-conducteur extrinsèque de type différent.

5.1. Généralités

Si l'on réalise dans un barreau de semi-conducteur une conductibilité de type P (en introduisant des impuretés trivalentes) dans une zone et une conductibilité de type N (en introduisant des impuretés pentavalentes) dans l'autre partie, la zone de séparation entre ces deux régions est appelée **jonction P-N** (*fig.* 5.1).

Nous verrons tout au long des chapitres suivants que la jonction P-N est l'élément fondamental des composants électroniques (diode, transistor, thyristor, etc.).

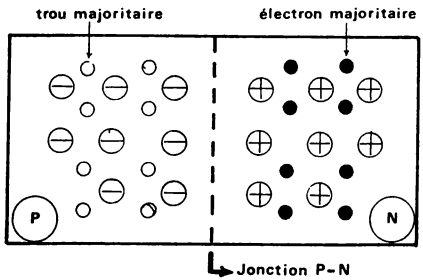


fig. 5.1.

Dans la région de conductibilité de type P, on dit encore **région P** :

— **les trous sont porteurs majoritaires,**
— **les électrons sont porteurs minoritaires,**
— les atomes accepteurs forment un réseau d'ions négatifs.

Dans la région de conductibilité de type N, on dit encore **région N :**

— **les électrons sont porteurs majoritaires,**
— **les trous sont porteurs minoritaires,**
— les atomes donneurs forment un réseau d'ions positifs.

5.2. Jonction P-N non polarisée (en circuit ouvert)

Sous l'action de l'agitation thermique et en raison des différences importantes de concentration en porteurs libres :

— les trous de la zone P diffusent vers la région N,
— les électrons de la zone N diffusent vers la région P.

On dit qu'**il y a diffusion en porteurs majoritaires** (*fig.* 5.2).

Mais, les trous provenant de la région P arrivent dans la région N, très riche en électrons : de nombreuses recombinaisons se produisent.

Il en résulte, au voisinage de la jonction, une disparition presque complète des porteurs libres.

Un déséquilibre de charge apparaît (excès de charge positive des ions issus des centres

donneurs) : **une charge spatiale positive prend naissance dans la région N, à proximité de la région P.**

De même, les recombinaisons des électrons, provenant de la région N et arrivant dans la région P très riche en trous, entraînent l'**apparition d'une charge spatiale négative, due aux ions issus des centres accepteurs, dans la région P, à proximité immédiate de la région N** (*fig.* 5.3).

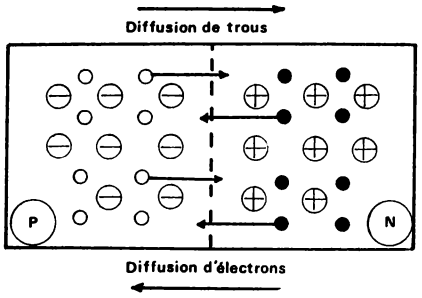


fig. 5.2.

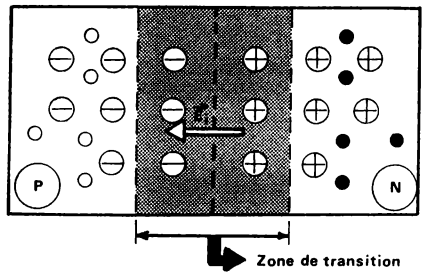


fig. 5.3.

Cette double charge (négative du côté P, positive du côté N) **crée dans la zone vide de porteurs libres un champ électrique $\vec{E}_i$, dit champ électrique interne,** dirigé de la région N vers la région P (*fig.* 5.3).

La zone vide de porteurs libres, située de part et d'autre de la jonction, est appelée **zone de transition où zone de déplétion ou zone de charge d'espace.**

Le potentiel décroît dans le sens du champ électrique (*cf.* cours d'électrostatique). Il y a donc diminution du potentiel de la région N vers la région P.

Cette différence de potentiel ($U_N - U_P$) **est appelée barrière de potentiel** V_b (*fig.* 5.4).

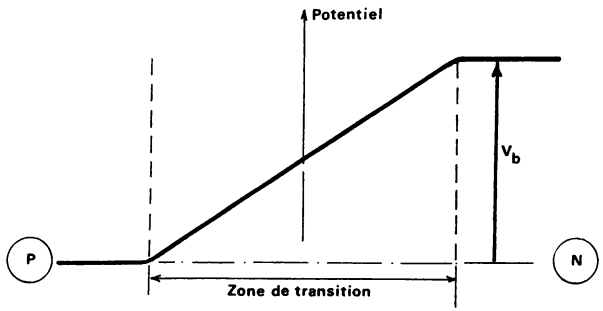


fig. 5.4.

Le champ interne arrête la diffusion d'une partie des porteurs majoritaires. En effet, dès qu'ils pénètrent dans la zone de transition, les trous de la région P (charge + e) sont soumis à une force $\vec{F} = + e.\vec{E}_i$ qui tend à les renvoyer dans la région P (*fig.* 5.5). De même, les électrons en provenance de la région N (charge $- e$) sont soumis à une force $\vec{F}' = - e.\vec{E}_i$ qui tend à les renvoyer dans la région N (*fig.* 5.5).

Seuls quelques porteurs dotés d'une énergie cinétique suffisante pourront franchir la barrière que constitue le champ électrique interne $\vec{E}_i$.

Le déplacement de ces quelques porteurs majoritaires qui parviennent à franchir la barrière de potentiel est appelé **courant de diffusion.**

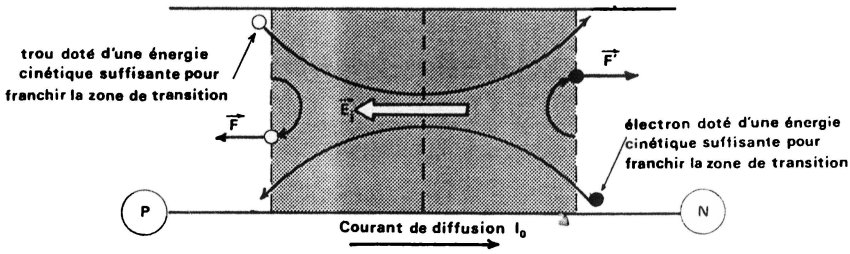


fig. 5.5.

Par contre, **le champ interne accélère les porteurs minoritaires.** En effet, un trou de la région N qui pénètre dans la zone de transition est soumis à une force $\vec{F}_1 = + e.\vec{E}_i$ qui tend à le faire passer dans la région P (*fig.* 5.6).

De même, un électron de la région P est soumis à une force $\vec{F}'_1 = - e.\vec{E}_i$ qui tend à le faire passer dans la région N (*fig.* 5.6).

Le déplacement de ces porteurs minoritaires est appelé **courant de saturation.** Il est en sens inverse du courant de diffusion.

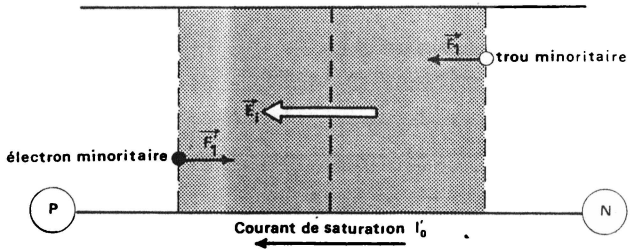


fig. 5.6.

Lorsque la jonction est en circuit ouvert, un état d'équilibre s'établit dans lequel l'intensité du courant de diffusion est égale à l'intensité du courant de saturation.

5.3. Jonction P-N polarisée

5.3.1. Polarisation directe (*fig.* 5.7)

Une jonction est dite en polarisation directe si, par l'intermédiaire d'un générateur extérieur, on porte l'extrémité de la région P à un potentiel supérieur à celui de l'extrémité de la région N.

Appliquer une telle différence de potentiel aux bornes de la jonction revient à superposer au champ électrique interne $\vec{E}_i$, un champ $\vec{E}$ dirigé suivant les potentiels décroissants, donc en sens inverse de $\vec{E}_i$.

Le champ résultant $\vec{E}_r$ est donc plus faible en module que $\vec{E}_i$ (il peut même être de sens contraire à $\vec{E}_i$), **la barrière de potentiel est abaissée.**

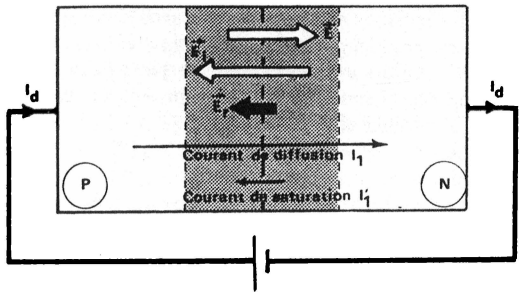


fig. 5.7.

Le nombre de porteurs majoritaires qui peuvent franchir la barrière de potentiel est considérablement augmenté.

Le courant de diffusion devient prépondérant.

Ce courant de diffusion est appelé courant direct I_d.

5.3.2. Polarisation inverse (*fig.* 5.8)

Une jonction est dite en polarisation inverse si, par l'intermédiaire d'un générateur extérieur, on porte l'extrémité de la région N à un potentiel supérieur à celui de l'extrémité de la région P.

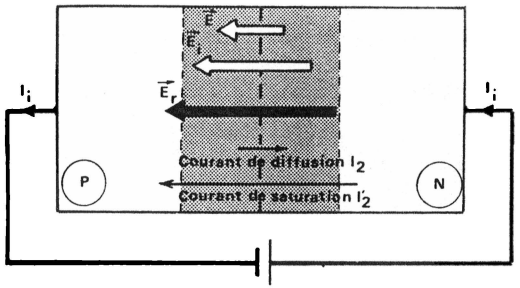


fig. 5.8.

Dans ce cas, le champ appliqué $\vec{E}$ est de même sens que $\vec{E}_i$.

Le champ résultant $\vec{E}_r$ a son module plus élevé que celui de $\vec{E}_i$, la barrière de potentiel est surélevée.

Le nombre de porteurs majoritaires qui peuvent franchir la barrière de potentiel est diminué. Les recombinaisons au niveau de la jonction augmentent. La zone de transition s'élargit.

Le courant de saturation devient prépondérant.

Ce courant est appelé courant inverse I_i ou courant de fuite. Courant dû à une circulation de porteurs minoritaires, il garde toujours une valeur très faible.

Le tableau de la *figure* 5.9 résume le mécanisme de la conduction dans une jonction P-N suivant la nature de la polarisation.

Type de polarisation	Courant de diffusion (majoritaires)	Courant de saturation (minoritaires)	Courant résultant
Pas de polarisation	I_0	I'_0	0 ($I_0 = I'_0$)
Polarisation directe	$I_1 \gg I_0$	$I'_1 < I'_0$	$I_d \approx I_1$
Polarisation inverse	$I_2 \ll I_0$	$I'_2 > I'_0$	$I_i \approx I'_2$

fig. 5.9.

5.4. Caractéristique courant-tension (*fig.* 5.10)

Nous venons de voir que la tension appliquée modifie la hauteur de la barrière de potentiel.

Le courant de diffusion dépend beaucoup de la hauteur de cette barrière : **le courant direct est donc fonction rapidement croissante de la tension lorsque celle-ci est positive.**

Par contre, le courant de saturation ne dépend pratiquement pas de la hauteur de cette barrière : **le courant inverse garde une intensité très faible et pratiquement constante I_s lorsque la tension est négative.**

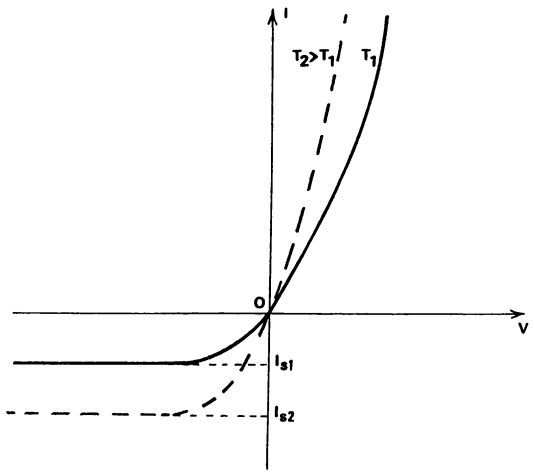


fig. 5.10.

On démontre que l'équation de la caractéristique $I = f(V)$ est de la forme

$$I = I_s \cdot \left(\exp \frac{eV}{kT} - 1 \right),$$

avec

e = charge de l'électron ($1{,}6.10^{-19}$ C),
T = température absolue,
k = constante de Boltzmann ($1{,}38.10^{-23}$ J/K).

En polarisation directe (V positif), le terme constant est très vite négligeable, et le courant direct peut se mettre sous la forme

$$I_d = I_s.\exp\left(\frac{e.V}{k.T}\right).$$

En polarisation inverse (V négatif), le terme constant est très vite prépondérant, et le courant inverse peut se mettre sous la forme :

$$I_i = I_s.$$

L'influence de la température est beaucoup plus sensible en polarisation inverse qu'en polarisation directe (*fig.* 5.10).

Ceci s'explique aisément par le fait que le courant inverse est essentiellement un courant de minoritaires dont la concentration est fonction rapidement croissante de la température.

On démontre que la loi $I_s(T)$ est une loi exponentielle de la forme

$$I_s = CT^3 \exp\left(-\frac{W_i}{kT}\right),$$

avec

W_i = « énergie de conduction »,
k = constante de Boltzmann,
T = température absolue,
C = coefficient dépendant du semi-conducteur.

Cette expression était prévisible connaissant celle donnant les variations de la concentration en porteurs libres dans un semi-conducteur intrinsèque (*cf.* 4.3.3).

5.5. Claquage d'une jonction

Pour des tensions inverses suffisamment élevées, la caractéristique courant-tension devient pratiquement verticale (*fig.* 5.11) : c'est le phénomène de **claquage.**

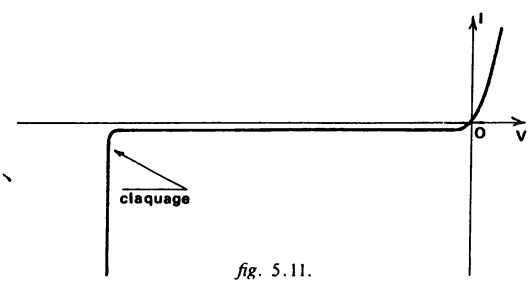


fig. 5.11.

Ce claquage est le résultat de deux effets successifs : l'effet Zener, puis l'effet d'avalanche.

On a vu que le champ électrique résultant $\vec{E}_r$ croît avec la tension inverse appliquée. Au-delà d'une certaine valeur, **ce champ provoque la rupture de liaisons covalentes** qui unissent les atomes du cristal. Il y a alors **augmentation importante de la concentration en porteurs libres minoritaires,** donc accroissement important du courant inverse. **Cet effet statique, par le champ électrique, est appelé effet Zener.**

Ce phénomène statique est immédiatement suivi d'un effet dynamique d'ionisation par chocs. Les porteurs minoritaires créés sous l'effet du champ électrique sont accélérés par ce dernier. **Par collisions avec les atomes du réseau, de nouveaux porteurs sont libérés.** Ces nouveaux porteurs libèrent eux-mêmes par chocs d'autres porteurs, etc. L'effet est alors cumulatif, il en résulte un accroissement considérable du courant inverse. **Ce phénomène est appelé effet d'avalanche.** On dit encore que **la jonction part en avalanche.**

Le claquage n'est un phénomène irréversible que si la puissance dissipée est excessive et entraîne une destruction de la jonction. Par contre, si un élément extérieur vient limiter l'intensité, le claquage n'est pas destructeur. Il est même exploité dans les diodes Zener (*cf.* 6.4).

Le seuil de tension, pour lequel se produit le claquage, dépend essentiellement du dopage en impuretés du semi-conducteur. Plus le semi-conducteur est riche en impuretés, plus faible est le champ électrique nécessaire à la rupture des liaisons covalentes, donc plus faible est le seuil de claquage de la jonction.

Par le dopage, on règle ainsi les seuils de claquage en fonction de l'utilisation :

— redressement (bonne tenue en inverse) : peu dopée,
— jonction Zener : dopage variable,
— jonction Backward (pas de tenue en inverse) : très dopée,
— jonction Tunnel (pas de tenue en inverse) : excessivement dopée.

E.5. Exercices

Exercices d'application

E.5.1

Le courant I_s d'une jonction au germanium s'exprime suivant la relation :

$$I_s = CT^3 \exp\left(-\frac{W_i}{kT}\right), \quad \text{avec} \quad W_i = 0{,}72 \text{ eV}.$$

Sachant qu'à 27 °C, I_s est égal à 10^{-6} A, tracer la caractéristique courant-tension de la jonction à 27 °C et 47 °C.

Solution :

Calculons d'abord la valeur de I_s à 47 °C (320 K) :

$$I_{s27} = CT_1^3 \exp\left(-\frac{W_i}{kT_1}\right), \quad \text{avec} \quad T_1 = 300 \text{ K},$$

et

$$I_{s47} = CT_2^3 \exp\left(-\frac{W_i}{kT_2}\right), \quad \text{avec} \quad T_2 = 320 \text{ K}.$$

En faisant le rapport membre à membre des deux relations ci-dessus, on obtient

$$I_{s47} = I_{s27}\left(\frac{T_2}{T_1}\right)^3 \exp\left[\frac{W_i}{k}\left(\frac{T_2 - T_1}{T_2 T_1}\right)\right],$$

d'où

$$\boxed{I_{s47} = 6{,}9.10^{-6}\ \text{A}}$$

L'équation de la caractéristique courant-tension est donnée au paragraphe 5.4 :

$$I = I_s\left(\exp\frac{eV}{kT} - 1\right).$$

On en déduit par application numérique les caractéristiques à 27 °C et 47 °C (*fig.* E.5.1).

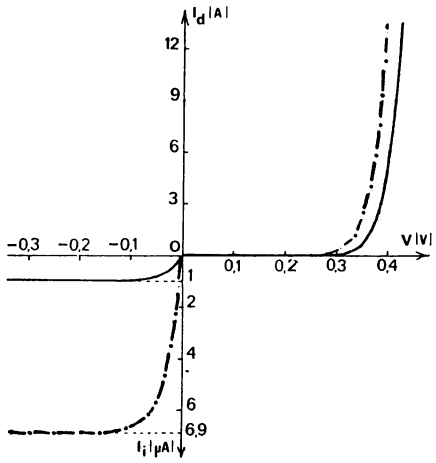


fig. E.5.1.

Exercices de synthèse

E.5.2

Comparer les courants direct et inverse d'une jonction pour une tension V = ± 0,01 V à une température de 300 K. Mêmes questions pour 0,1 V et 0,2 V. Conclusions.

E.5.3

Le courant I_s à une température de 300 K vaut 10^{-6} A. Calculer la tension V pour que le courant direct à cette température soit 15 mA.

Réponse : 0,25 V.

E.5.4

La variation du courant I_s en fonction de la température est donnée par la relation

$$I_s = CT^3 \exp\left(-\frac{W_i}{kT}\right).$$

On définit le coefficient de température par la quantité :

$$\alpha_s = \frac{1}{I_s} \cdot \frac{dI_s}{dT}.$$

a) Calculer littéralement ce coefficient.
b) Calculer la variation en pourcentage du courant I_s pour une variation de 1 K autour de 300 K :
— pour une jonction au germanium ($W_i = 0{,}72$ eV),
— pour une jonction au silicium ($W_i = 1{,}12$ eV).

Réponse : *b*) + 10 % (Ge) ; + 15,4 % (Si).

E.5.5

On définit la résistance dynamique d'une jonction par la quantité :

$$R_d = \frac{dV}{dI}.$$

a) Calculer $R_d = f(I)$.
b) Tracer la courbe $R_d = f(I)$ à $T = 300$ K.

E.5.6

Une jonction présente un courant I_s de 30.10^{-6} A à 127 °C.

Calculer la résistance dynamique pour une tension de 0,2 V :

a) en direct,
b) en inverse.

Réponses : *a*) 3,5 Ω. *b*) 378 kΩ.

E.5.7

La jonction parfaite n'est pas réalisable.

En polarisation directe, des chutes de tension ont lieu de part et d'autre de la zone de transition. Ceci peut se traduire par l'existence d'une résistance série R_{sd}.

En polarisation inverse, des courants de fuite ont lieu à la surface du cristal. Ceci peut se traduire par l'existence d'une résistance parallèle R_{pi}.

Déterminer l'allure de la caractéristique d'une jonction réelle en tenant compte des défauts précédents.

Chapitre 6

Applications des diodes

L'application la plus immédiate des propriétés de la jonction P-N est la diode à semi-conducteur.

Par analogie avec la diode à vide, conductrice dans le sens anode-cathode, **la région P est appelée anode** et **la région N, cathode** (symbole : *fig.* 6.1) :

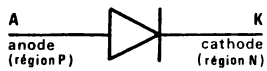


fig. 6.1.

6.1. Caractéristique courant-tension

6.1.1. Relevé expérimental

Polarisation directe (montage : *fig.* 6.2).

On choisira ce montage de mesure, car en polarisation directe, la tension v_{AK} est faible et le courant i_A, important.

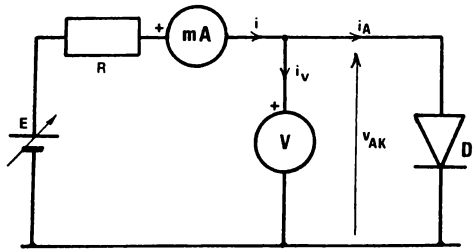


fig. 6.2.

Or, $i = i_v + i_A$. Le courant i_v dérivé par le voltmètre peut être négligé devant i_A, d'où $i \approx i_A$.

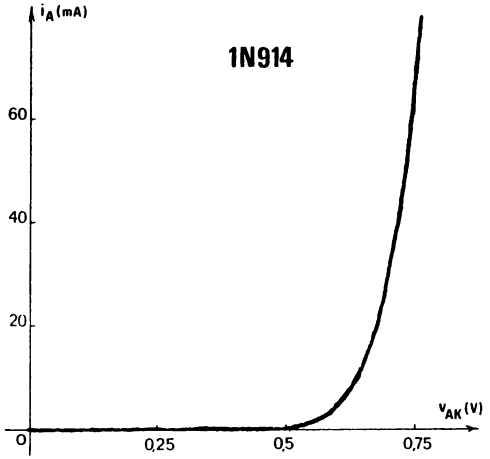
Les indications des appareils de mesure nous fournissent avec une bonne précision la caractéristique directe de la diode (*fig.* 6.3).

Polarisation inverse (montage : *fig.* 6.4)

En polarisation inverse, la tension v_{AK} est importante et le courant i_A, faible.

Or, $u = u_{\mu A} + v_{AK}$. La chute de tension $u_{\mu A}$ aux bornes du microampèremètre peut être négligée devant v_{AK}, d'où $u \approx v_{AK}$.

Les indications des appareils de mesure nous fournissent avec une bonne précision la caractéristique inverse de la diode (*fig.* 6.5).


i_A(mA)
1N914
60
40
20
0
0,25
0,5
0,75
v_{AK}(V)

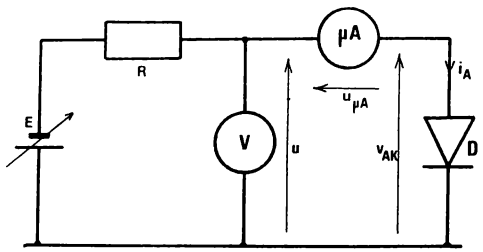

μA
R
E
V
u
$u_{\mu A}$
v_{AK}
i_A
D

fig. 6.4.

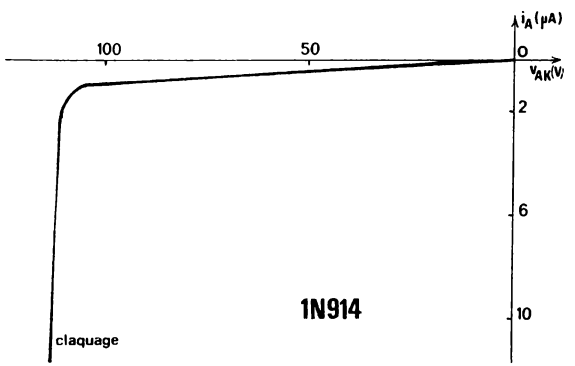

i_A(μA)
100
50
0
v_{AK}(V)
2
6
10
1N914
claquage

fig. 6.5.

6.1.2. Interprétation de la caractéristique

Polarisation directe

La croissance du courant en fonction de la tension est d'abord exponentielle, puis tend à devenir linéaire) Cette déformation est due à la résistance non négligeable du semi-conducteur situé de part et d'autre de la zone de jonction (*cf.* E.6.3).

Par ailleurs, on constate la présence d'un seuil de tension à partir duquel la croissance du courant devient importante. Ce seuil, appelé **seuil de redressement,** est généralement défini par **l'intersection S_0 de l'axe des tensions avec la partie rectiligne de la caractéristique** (*fig.* 6.6). Il est de l'ordre de 0,4 V pour une diode au germanium et de 0,7 V, pour une diode au silicium.

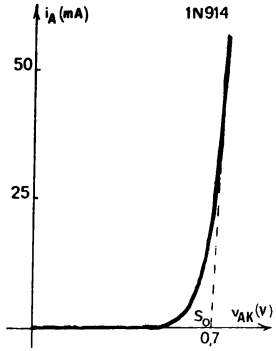


fig. 6.6.

La caractéristique directe peut donc être assimilée à une droite passant par S_0 (*fig.* 6.7).

L'équation de cette droite peut s'écrire :

$$v_{AK} = E_0 + ki_A ,$$

avec

E_0 = valeur du seuil de redressement,
k = une constante ayant les dimensions d'une résistance que l'on appellera R_d.

Cette relation nous montre qu'**en polarisation directe, une diode est équivalente à un récepteur de f.c.é.m. E_0 et de résistance interne R_d** (*fig.* 6.8).

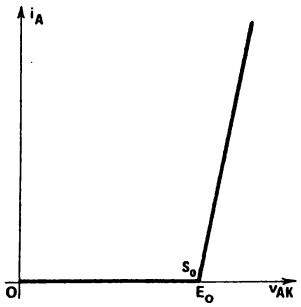


fig. 6.7.

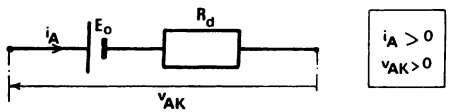


fig. 6.8.

Polarisation inverse

Le courant croît très lentement avec la tension inverse. Cet effet est dû à un mauvais isolement de la jonction donnant naissance à des courants de fuite.

La caractéristique inverse peut être assimilée à une droite passant par O (*fig.* 6.9) dont l'équation peut s'écrire :

$$v_{AK} = k' i_A ,$$

où k' est une constante homogène à une résistance que l'on appellera R_i.

Cette relation nous montre qu'**en polarisation inverse, une diode est équivalente à une résistance R_i de très grande valeur** (*fig.* 6.10).

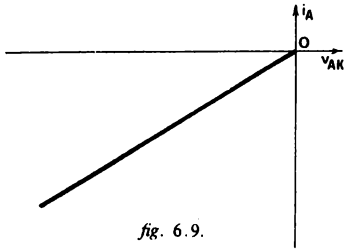


fig. 6.9.

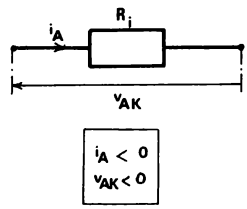


fig. 6.10.

Au-delà d'une certaine valeur de la tension inverse v_{AK}, il y a croissance rapide du courant due au claquage de la jonction. Le schéma équivalent après claquage sera établi au paragraphe 6.4.

6.1.3. Caractéristique idéalisée

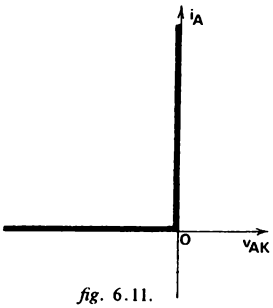


fig. 6.11.

Compte tenu des ordres de grandeur des éléments des schémas équivalents (E_0 = quelques dixièmes de volt ; R_d = quelques ohms ; R_i = plusieurs mégohms), *la diode peut être assimilée à un court-circuit en polarisation directe et à un circuit ouvert en polarisation inverse.*

On en déduit la caractéristique de la diode idéale (*fig.* 6.11).

Il en résulte les **conditions de fonctionnement :**

Polarisation directe (diode passante) : $v_{AK} = 0$; $i_A > 0$,
Polarisation inverse (diode bloquée) : $v_{AK} < 0$; $i_A = 0$.

6.2. Point de fonctionnement en régime variable

Soit le montage de la *figure* 6.12 comprenant en série un générateur de f.é.m. variable $e(t)$, une résistance R et une diode D. L'étude qui va suivre serait la même pour un montage plus général comprenant, associés en série, le générateur et la résistance précédents et un dipôle non linéaire de caractéristique $i_A = f(v_{AK})$ (*fig.* 6.13).

Le problème consiste à déterminer le point de fonctionnement du montage.
Les coordonnées de ce point de fonctionnement sont solutions du système :

$$\begin{cases} i_A = f(v_{AK}) \text{ (caractéristique du dipôle)}, \\ v_{AK} = e(t) - Ri_A \text{ (droite de charge) (}cf.\text{ M.4.1.2)}. \end{cases}$$

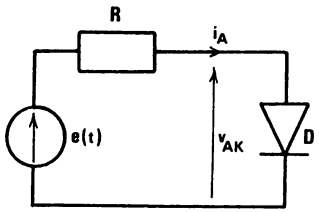


fig. 6.12.

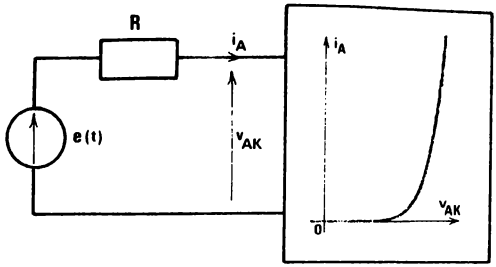


fig. 6.13.

Le point de fonctionnement est donc l'intersection M_t des deux courbes dans le plan $(v_{AK} ; i_A)$ (*fig.* 6.14).

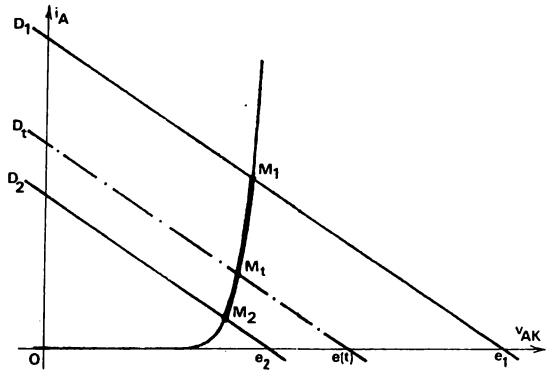


fig. 6.14.

Supposons, par exemple, que $e(t)$ soit de la forme :

$$e(t) = E + e_m . \sin(\omega t) .$$

Lorsque t varie

- $e(t)$ varie entre les valeurs limites

$$e_1 = E + e_m \quad \left(\omega t = \frac{\pi}{2} + 2k\pi\right) \quad \text{et} \quad e_2 = E - e_m \quad \left(\omega t = \frac{3\pi}{2} + 2k\pi\right) ;$$

- la droite de charge se déplace parallèlement à elle-même entre les droites extrêmes D_1 et D_2 correspondant respectivement à e_1 et e_2 ;
- le point de fonctionnement décrit la portion $M_1 M_2$ de caractéristique limitée par les intersections avec D_1 et D_2 (*fig.* 6.14).

Deux cas se présentent :

Premier cas : e_m faible, on dit que **le système travaille en régime de petits signaux.**

Lorsque t varie, les projections sur chacun des axes des différentes positions du point de fonctionnement M_t nous permettent de tracer les graphes de $i_A(t)$ et $v_{AK}(t)$ (*fig.* 6.15).

On constate que les fonctions $i_A(t)$ et $v_{AK}(t)$ sont sensiblement sinusoïdales. On dit encore que **le système travaille en régime linéaire.**

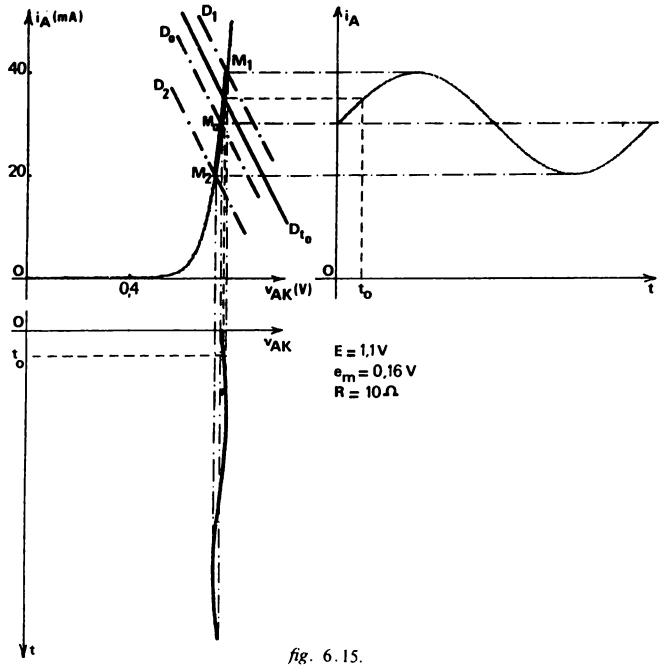


fig. 6.15.

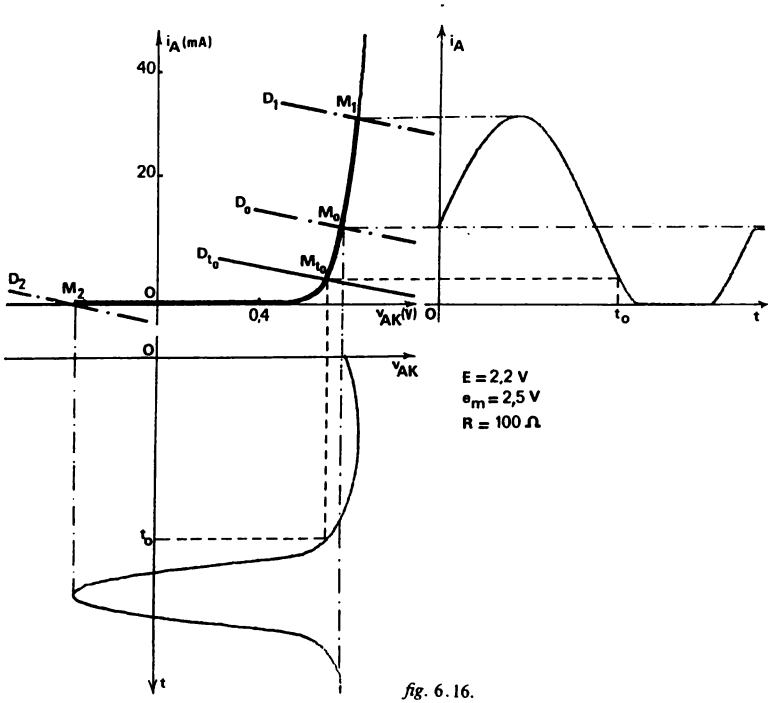


fig. 6.16.

La portion de caractéristique $M_1 M_2$ décrite peut être assimilée à un segment de droite dont la pente est appelée résistance dynamique du dipôle.

Définition : *La résistance dynamique d'un dipôle est égale au quotient d'un petit accroissement de la tension par l'accroissement correspondant du courant autour d'un point de fonctionnement* :

$$r_d = \frac{\Delta u}{\Delta i}$$

Remarque. — Dans le cas de la diode, si la portion $M_1 M_2$ de caractéristique décrite appartient à la partie rectiligne de la caractéristique alors $r_d = R_d$ définie précédemment.

Deuxième cas : e_m important, on dit que **le système travaille en régime de grands signaux.**

L'approximation précédente qui consiste à assimiler la portion de caractéristique décrite à un segment de droite n'est évidemment plus possible.

La construction graphique de la *figure* 6.16 nous montre que si les variations de la tension d'alimentation sont sinusoïdales, celles de $v_{AK}(t)$ et de $i_A(t)$ sont seulement périodiques. On dit qu'il y a **distorsion.**

6.3. Redressement

La construction précédente (*fig.* 6.16) nous montre que pendant une partie de la période, le courant est nul.

Le courant i_A ne peut être que positif, on dit qu'il y a **effet redresseur.** Le redressement est l'application essentielle des diodes.

Soit le montage redresseur de la *figure* 6.17. Il comprend, associés en série, une diode D, une résistance R et un générateur de f.é.m. $e(t) = e_m.\sin(\omega t)$ et de résistance interne r.

La diode sera supposée parfaite de caractéristique idéalisée (*fig.* 6.11).

Détermination de l'état électrique de la diode

Condition de blocage	: $v_{AK} < 0$; $i_A = 0$.
Condition de conduction	: $v_{AK} = 0$; $i_A > 0$.

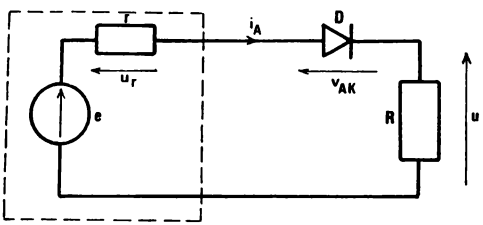


fig. 6.17.

Quel que soit l'état électrique de la diode, nous avons la relation :

$$e = u_r + v_{AK} + u .$$

La diode est bloquée :

$$i_A = 0 \Rightarrow u_r = u = 0 .$$

De la relation (1) on déduit

$$v_{AK} = e .$$

Or, si la diode est bloquée, v_{AK} est négative.

La diode sera donc bloquée pour une tension e négative.

La diode est passante :

$$v_{AK} = 0 .$$

De la relation (1) on déduit

$$e = u_r + u .$$

Or, si la diode est passante, i_A est positif, donc u_r et u sont positifs.

La diode sera donc passante pour une tension e positive.

Remarque. — La deuxième condition aurait pu être déduite par l'absurde. En effet, si e est positive, la diode ne peut être bloquée (c'est contraire à la première condition), elle est donc forcément passante.

Graphes des courants et tensions (*fig.* 6.18)

D'après l'étude précédente :

- la diode est passante pour e positif donc pour $0 < t < \frac{T}{2}$:

$$\begin{cases} v_{AK} = 0 , \\ i_A = \dfrac{e}{r + R} , \\ u = \dfrac{e.R}{r + R} ; \end{cases}$$

- la diode est bloquée pour e négatif donc pour $\frac{T}{2} < t < T$:

$$\begin{cases} v_{AK} = e , \\ i_A = 0 , \\ u = 0 . \end{cases}$$

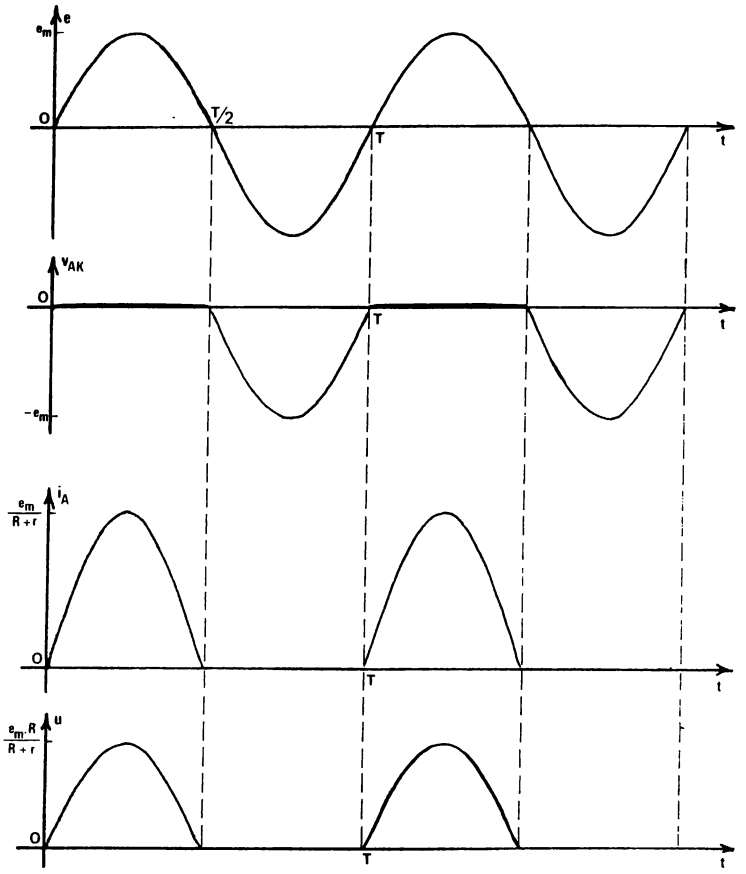


fig. 6.18.

6.4. Diode Zener

La diode Zener est une diode à jonction pour laquelle la tension de claquage est connue avec précision. Ce n'est pas le cas pour les diodes de redressement pour lesquelles le constructeur donne seulement une tension minimale de claquage.

La représentation symbolique est donnée *figure* 6.19.

La caractéristique courant-tension est analogue à celle d'une diode de redressement (*fig.* 6.20).

Après claquage, la tension aux bornes est pratiquement constante. La valeur absolue de la tension inverse correspondant au claquage s'appelle **tension de Zener** U_{z0}.

Par convention, comme pour le seuil de redressement en polarisation directe, on admet qu'elle correspond à l'intersection de l'axe des tensions avec la partie rectiligne de la caractéristique.

Si l'on pose $i_z = -i_A$ et $u_z = -v_{AK}$, la caractéristique inverse après claquage peut être assimilée à une droite d'équation :

$$u_z = U_{z0} + k'' i_z ,$$

avec

U_{z0} = tension de Zener,
k'' = une constante homogène à une résistance que l'on appellera r_z.

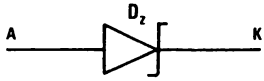


fig. 6.19.

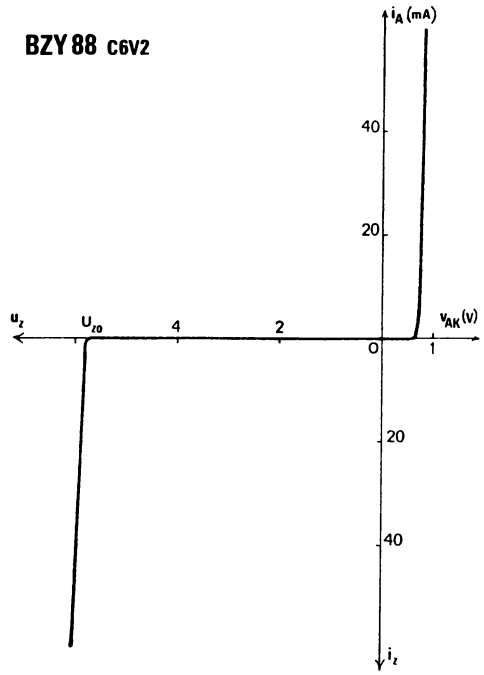


fig. 6.20.

La diode après claquage est donc équivalente à un récepteur de f.c.é.m. U_{z0} et de résistance interne r_z (*fig.* 6.21).

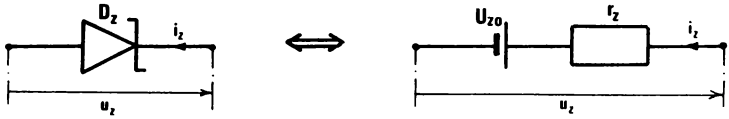


fig. 6.21.

La diode Zener peut être évidemment utilisée en direct, mais ses applications essentielles résident dans son emploi en polarisation inverse.

Stabilisation de tension

Soit le montage de la *figure* 6.22.

Supposons que la diode soit polarisée dans la région de conduction, on peut la remplacer par son schéma équivalent (*fig.* 6.23).

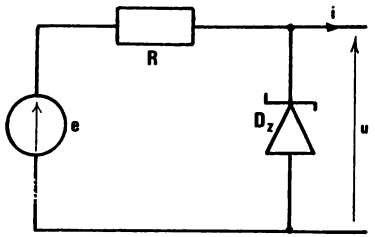


fig. 6.22.

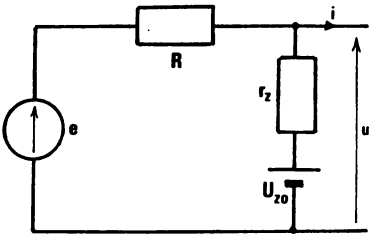


fig. 6.23.

Déterminons la relation $u = f(i)$ de ce générateur :

$$i = \frac{U_{z0} - u}{r_z} + \frac{e - u}{R},$$

d'où l'on tire

$$u = \frac{RU_{z0} + r_z e}{R + r_z} - \frac{r_z R}{R + r_z} i.$$

Supposons une variation Δe de la tension d'alimentation et une variation Δi du courant débité (variation de la charge).

La variation Δu correspondante s'obtient facilement :

$$\Delta u = \frac{r_z}{R + r_z} \cdot \Delta e - \frac{r_z R}{R + r_z} \cdot \Delta i.$$

On en déduit

- **le facteur de stabilisation amont** $F = \dfrac{\Delta e}{\Delta u}$ **à courant débité constant** ($\Delta i = 0$) :

$$F = \left(\frac{\Delta e}{\Delta u}\right)_{\Delta i = 0} = \frac{R + r_z}{r_z} \approx \frac{R}{r_z};$$

- **le facteur de stabilisation aval (ou résistance interne)** $R_0 = \dfrac{\Delta u}{\Delta i}$ **à tension d'alimentation constante** ($\Delta e = 0$) :

$$R_0 = -\left(\frac{\Delta u}{\Delta i}\right)_{\Delta e = 0} = \frac{r_z R}{R + r_z} \approx r_z.$$

On constate que les fluctuations de la tension u seront d'autant plus faibles que la résistance r_z sera plus faible.

Protection contre les surtensions

Lorsqu'on veut limiter la tension entre deux points d'un circuit à une valeur V_0, il suffit de placer entre ces deux points une diode Zener de tension $U_{z0} = V_0$ (*fig.* 6.24).

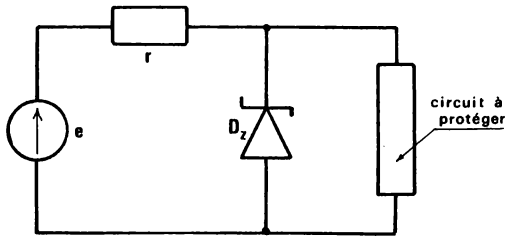


fig. 6.24.

Si e est inférieur à U_{z0}, la diode est bloquée. Tout se passe comme si elle n'existait pas.
Si e est supérieur à U_{z0}, la diode conduit, la tension à ses bornes reste pratiquement constante et égale à U_{z0}.

M.6. Mesures de laboratoire

M.6.1. Relevé de la caractéristique d'une diode à l'oscilloscope

M.6.1.1. Montage expérimental (*fig.* M.6.1)

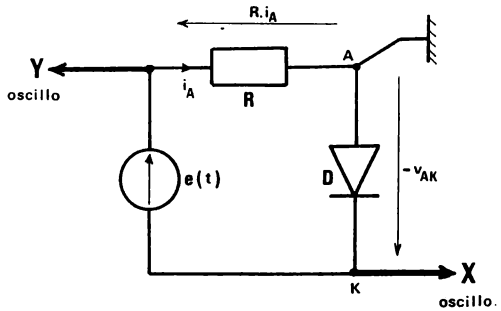


fig. M.6.1.

Le montage comprend, associés en série, un générateur de f.é.m.

$$e(t) = e_m.\sin(\omega t),$$

une résistance R et une diode D.

M.6.1.2. Expérimentation et étalonnage de l'oscilloscope

Le problème consiste à relever la caractéristique $i_A = f(v_{AK})$ de la diode D.
Il suffit donc de placer sur l'entrée X, l'image de la tension v_{AK}, et sur l'entrée Y, l'image du courant i_A (tension aux bornes de R).

Les tensions appliquées en X et Y doivent être référencées par rapport à un potentiel commun, d'où l'idée de fixer celui-ci au point A situé entre l'anode de la diode et la résistance R. Il en résulte une inversion de l'image de v_{AK} : la courbe se trouvera donc dans les deuxième et quatrième quadrants.

Remarque. — Si l'oscilloscope possède une touche d'inversion de l'amplification verticale, pour tracer la caractéristique dans les premier et troisième quadrants, il suffit de permuter les électrodes de la diode. En effet, dans ce cas-là, la tension appliquée sur X est bien l'image de v_{AK}, mais celle appliquée sur Y sera l'image de $-i_A$. La correction sera obtenue par inversion de l'amplification verticale.

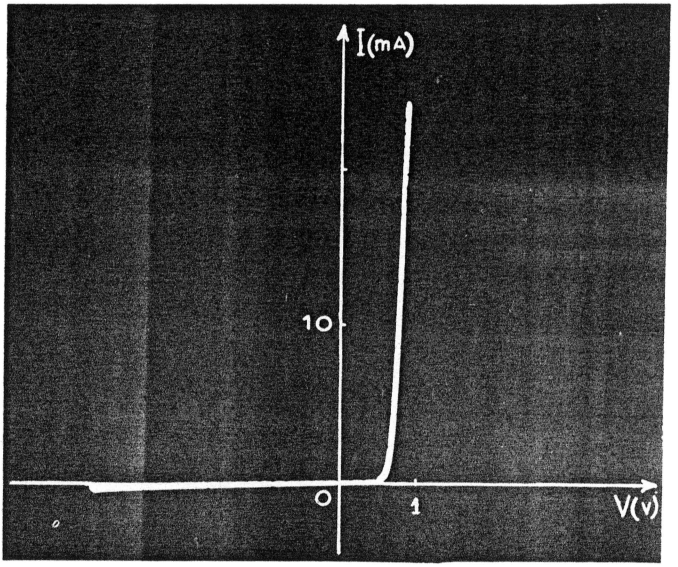


fig. M.6.2.*a.*

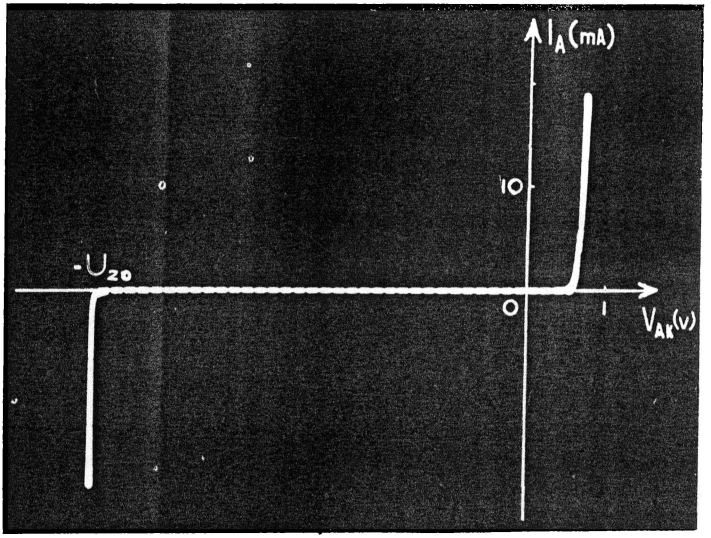


fig. M.6.2.*b.*

L'étalonnage de l'oscilloscope ne pose de problème que pour l'entrée X généralement non étalonnée.

En Y, la tension mesurée est $v_y = Ri_A$. L'amplificateur vertical étant étalonné, la connaissance de R fournit immédiatement l'étalonnage en courant.

En Y, il est nécessaire de procéder à un pré-étalonnage de l'amplificateur horizontal. Pour cela, le montage étant déconnecté, on applique, par exemple, une tension de 1 V, et l'on règle le gain horizontal pour avoir une déviation de x cm. La sensibilité horizontale est ainsi déterminée : $s_x = x$ cm/V.

Remarque. — Ce pré-étalonnage s'avère inutile si l'on emploie un type d'oscilloscope bicourbe pour lequel, par un système de commutation, on utilise l'un des amplificateurs verticaux (donc étalonné) pour attaquer les plaques de déviation horizontale.

Les réglages préliminaires étant faits, le relevé des caractéristiques d'une diode de redressement (1N4004) et d'une diode Zener (BZY88 C5V1) donne les oscillogrammes des *figures* M.6.2.*a* et M.6.2.*b*.

M.6.2. Etude d'un stabilisateur de tension

M.6.2.1. Montage expérimental (*fig.* M.6.3)

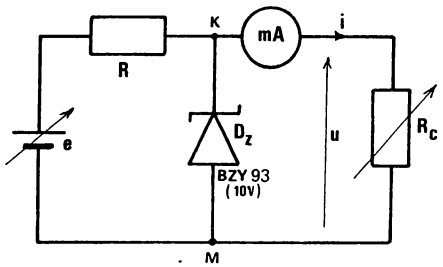


fig. M.6.3.

Le but de la manipulation est de mesurer les variations Δu de la tension de sortie u en fonction

- soit des variations Δe de la tension d'alimentation (stabilisation amont),
- soit des variations Δi du courant débité (stabilisation aval).

M.6.2.2. Mesure d'une faible variation de tension : méthode d'opposition

Le montage étant, par définition, stabilisateur de tension, les variations Δu de u seront relativement faibles.

La tension d'alimentation est d'abord fixée à $e_0 = 20$ V. La résistance R étant égale à 100 Ω, on ajuste la résistance R_c pour obtenir $i = i_0 = 30$ mA.

Le point de fonctionnement est donc dans ces conditions :

$$u_0 = 9{,}82 \text{ V} \quad \text{et} \quad i_0 = 30 \text{ mA}.$$

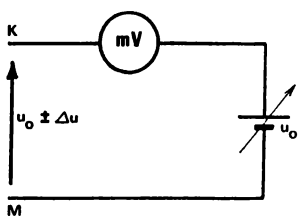


fig. M.6.4.

Supposons maintenant une variation Δe de $\pm$ 5 V autour de $e_0 = 20$ V.

Si l'on veut mesurer les variations Δu de u à l'aide d'un voltmètre, celui-ci devra être calibré sur 10 V. Les fluctuations de u vont se limiter à des variations de une ou deux divisions autour de u_0, d'où une très mauvaise précision de mesure.

Au lieu de mesurer u, nous allons mesurer directement Δu en utilisant la **méthode dite d'opposition** (*fig.* M.6.4).

On place entre les points K et M l'association série d'un millivoltmètre électronique continu et d'une alimentation stabilisée continue.

Pour $e = e_0 = 20$ V, on règle la f.é.m. de l'alimentation stabilisée à une valeur aussi proche que possible de u_0 par diminutions successives des calibres du millivoltmètre.

Lorsque e varie de Δe, il suffit de lire sur le millivoltmètre les variations Δu de la tension de sortie.

Remarques

1. Le millivoltmètre choisi est électronique de façon à posséder une très grande résistance interne. Le courant dérivé par le circuit de mesure peut ainsi être considéré comme nul.

2. On prendra soin d'ajuster, entre chaque mesure, la résistance R_c afin de maintenir $i = i_0 = 30$ mA.

La même méthode de mesure sera appliquée pour mesurer les variations Δu de u pour une variation Δi de $\pm$ 20 mA autour de $i = i_0 = 30$ mA.

M.6.2.3. Résultats

Les courbes $\Delta u = f(\Delta e)$ (*fig.* M.6.5.*a*) et $\Delta u = f(\Delta i)$ (*fig.* M.6.5.*b*) nous permettent de déterminer

le facteur de régulation : $\boxed{F = \dfrac{\Delta e}{\Delta u} = 40\,,}$

la résistance interne : $\boxed{R_0 = \dfrac{\Delta u}{\Delta i} = 2{,}5\ \Omega\,.}$

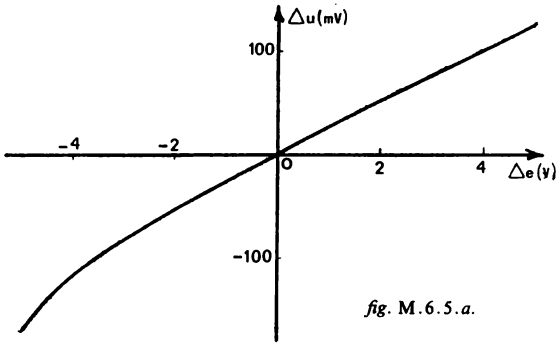


fig. M.6.5.*a*.

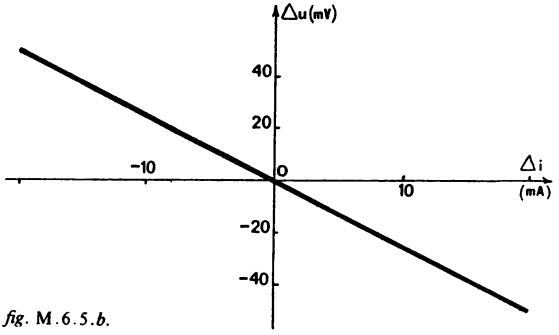


fig. M.6.5.*b*.

E.6. Exercices

Exercices d'application

E.6.1

Etude d'un redresseur double alternance (*fig.* E.6.1)

La tension d'alimentation $e(t)$ est de la forme

$$e(t) = e_m . \sin(\omega t) .$$

Les diodes seront supposées idéales (caractéristique *fig.* 6.11).

a) Déterminer l'état électrique des diodes.
b) Tracer les graphes des tensions $e(t)$, $u_{d1}(t)$, $u_{d2}(t)$ et $u(t)$.

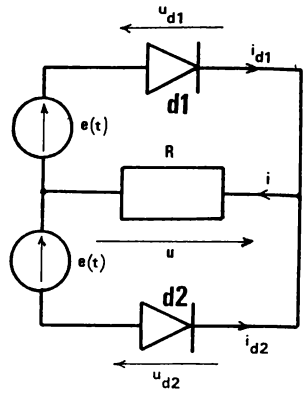


fig. E.6.1.

Solution :

a) **Détermination de l'état électrique des diodes**

Les diodes sont soit bloquées, soit passantes.
Il existe donc quatre cas possibles pour l'état électrique des diodes :

- $d1$ et $d2$ bloquées,
- $d1$ et $d2$ passantes,
- $d1$ passante, $d2$ bloquée,
- $d1$ bloquée, $d2$ passante.

Quel que soit l'état électrique des diodes, on a les relations suivantes :

$$\begin{cases} e = u_{d1} + u , & (1) \\ -e = u_{d2} + u , & (2) \\ i = i_{d1} + i_{d2} , & (3) \\ u = Ri . & (4) \end{cases}$$

Rappelons, d'autre part, les conditions de fonctionnement de la diode idéale :
diode bloquée : $i_d = 0$ et u_d négatif,
diode passante : $u_d = 0$ et i_d positif.

Premier cas : **$d1$ bloquée** — **$d2$ bloquée**

$i_{d1} = 0$ — 3 — $i_{d2} = 0$

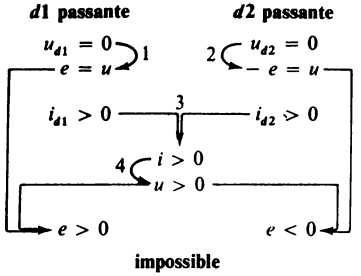
$i = 0$
4 ↺ $u = 0$

1 : $e = u_{d1}$; 2 : $-e = u_{d2}$

$u_{d1} < 0$, $e < 0$ — $u_{d2} < 0$, $e > 0$

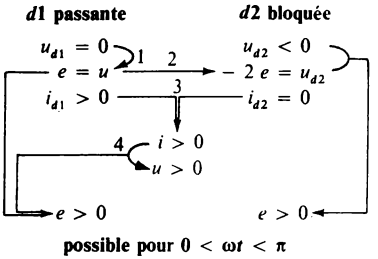
impossible

Deuxième cas :



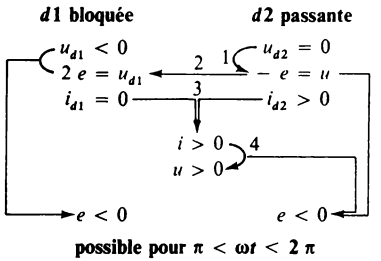
impossible

Troisième cas :



possible pour $0 < \omega t < \pi$

Quatrième cas :



possible pour $\pi < \omega t < 2\pi$

b) **Graphes des tensions** (*fig.* E.6.2)

- Pour $0 < \omega t < \pi$: *d*1 passante, *d*2 bloquée

$$\begin{cases} u_{d1} = 0, \\ u_{d2} = -2e, \\ u = e. \end{cases}$$

- Pour $\pi < \omega t < 2\pi$: *d*1 bloquée, *d*2 passante

$$\begin{cases} u_{d1} = 2e, \\ u_{d2} = 0, \\ u = -e. \end{cases}$$

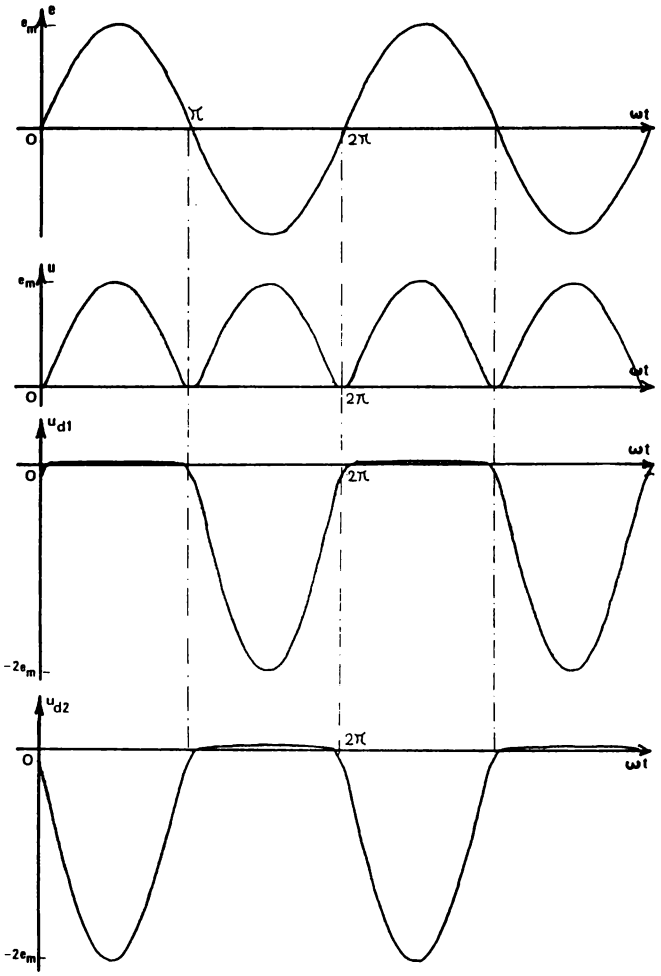


fig. E.6.2.

E.6.2

Etude d'un stabilisateur de tension (*fig.* E.6.3)

La caractéristique de la diode Zener est celle de la *figure* E.6.4. On donne R = 100 Ω.

a) Déterminer les valeurs u_0 de u et i_0 de i pour $e = e_0 = 12$ V et $R_c = R_{c0} = 200$ Ω.

b) Pour des variations $\Delta e = \pm 3$ V autour de $e_0 = 12$ V ($R_{c0} = 200$ Ω), déterminer les variations Δu de u.

En déduire le facteur de régulation $F = \dfrac{\Delta e}{\Delta u}$.

c) Pour des variations $\Delta R_c = \pm 100$ Ω autour de $R_{c0} = 200$ Ω ($e_0 = 12$ V), déterminer les variations Δu de u.

En déduire la résistance interne $R_0 = \dfrac{\Delta u}{\Delta i}$.

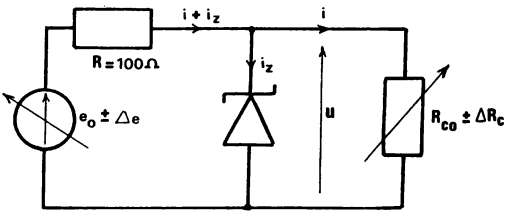


fig. E.6.3.

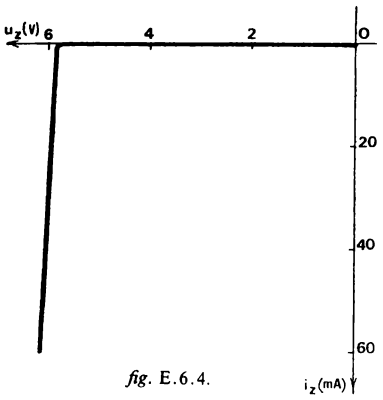


fig. E.6.4.

Solution :

a) Les grandeurs du circuit sont solutions du système :

$$\begin{cases} u = e - R(i + i_z), \\ u = R_c\, i. \end{cases}$$

La résolution de ce système nous donne l'équation de la droite de charge dans le plan $(u\,;\, i_z)$:

$$\boxed{u\left(1 + \frac{R}{R_c}\right) = e - Ri_z.} \qquad (1)$$

Dans le cas où $e = e_0 = 12$ V et $R_c = R_{c0} = 200\ \Omega$, l'équation (1) devient

$$u = 8 - \frac{200}{3} i_z. \qquad (2)$$

Le point de fonctionnement de la diode Zener est donc à l'intersection de la caractéristique et de la droite d'équation (2) (*fig.* E.6.5, droite (D)).

On en tire :

$$\boxed{u = u_0 = 5{,}97\ \text{V}.}$$

De la relation $u = R_c\, i$, on déduit

$$\boxed{i = i_0 = 29{,}8\ \text{mA}.}$$

b) Pour $e = e_1 = e_0 + \Delta e = 15$ V, l'équation (1) devient

$$u = 10 - \frac{200}{3} i_z. \qquad (3)$$

On en déduit le point de fonctionnement de la diode Zener (*fig.* E.6.5, droite (D_1)) :

$$\boxed{u_1 = 6{,}10\ \text{V}.}$$

Pour $e = e_2 = e_0 - \Delta e = 9$ V, l'équation (1) devient

$$u = 6 - \frac{200}{3} i_z . \qquad (4)$$

On en déduit le point de fonctionnement de la diode Zener (*fig.* E.6.5, droite (D_2)) :

$$\boxed{u_2 = 5{,}80 \text{ V} .}$$

D'où la valeur du facteur de régulation :

$$\boxed{F = \frac{e_1 - e_2}{u_1 - u_2} = 20 .}$$

c) Pour $R_c = R_{c1} = R_{c0} + \Delta R_c = 300\ \Omega$, l'équation (1) devient

$$u = 9 - 75\, i_z . \qquad (5)$$

On en déduit le point de fonctionnement de la diode Zener (*fig.* E.6.5, droite (D_1')) :

$$\boxed{u_1' = 6{,}00 \text{ V}} \Rightarrow \boxed{i_1' = 20 \text{ mA} .}$$

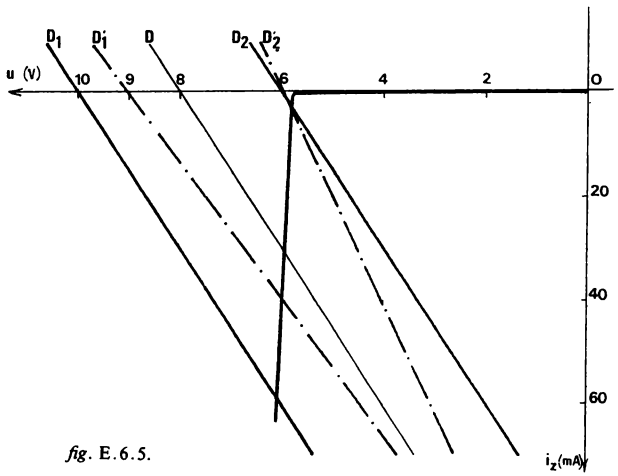


fig. E.6.5.

Pour $R_c = R_{c2} = R_{c0} - \Delta R_c = 100\ \Omega$, l'équation (1) devient

$$u = 6 - 50\, i_z . \qquad (6)$$

On en déduit le point de fonctionnement de la diode Zener (*fig.* E.6.5, droite (D_2')) :

$$\boxed{u_2' = 5{,}85 \text{ V}} \Rightarrow \boxed{i_2' = 58{,}5 \text{ mA} .}$$

D'où la valeur de la résistance interne :

$$R_0 = \frac{u'_1 - u'_2}{i'_2 - i'_1} = 3{,}9\ \Omega .$$

Exercices de synthèse

E.6.3

Pour tenir compte de la résistance du semi-conducteur situé de part et d'autre de la jonction, on admet que celle-ci est égale à une valeur R_0.

L'équation de la caractéristique courant-tension de la jonction est donnée par la relation :

$$i = I_s\left(\exp\frac{eV}{kT} - 1\right).$$

En déduire la caractéristique de l'ensemble série jonction-résistance R_0 (*fig.* E.6.6).

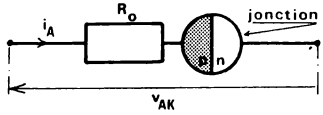


fig. E.6.6.

E.6.4

La caractéristique courant-tension d'une diode D est donnée *figure* E.6.7

a) Déterminer graphiquement la caractéristique courant-tension du dipôle de la *figure* E.6.8.*a*.

b) Même question pour les dipôles des *figures* E.6.8.*b* et E.6.8.*c*.

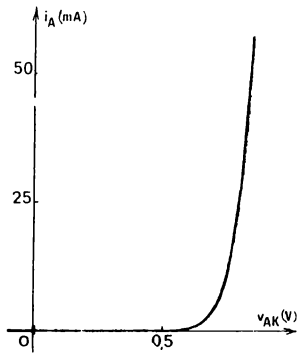


fig. E.6.7.

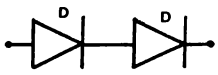


fig. E.6.8.*a*.

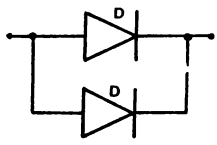


fig. E.6.8.*b*.

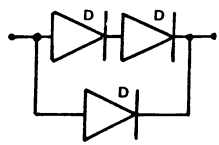


fig. E.6.8.*c*.

E.6.5

La caractéristique courant-tension d'une diode D est donnée *figure* E.6.7.
Déterminer graphiquement la caractéristique courant-tension des trois dipôles de la *figure* E.6.9.

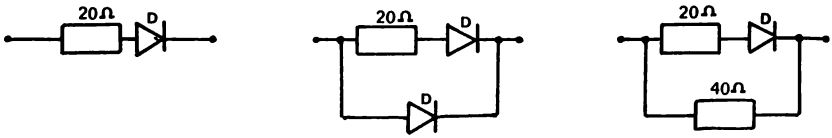


fig. E.6.9.

E.6.6

La caractéristique courant-tension d'une diode D est donnée *figure* E.6.7.
Déterminer graphiquement la caractéristique courant-tension des trois dipôles de la *figure* E.6.10.

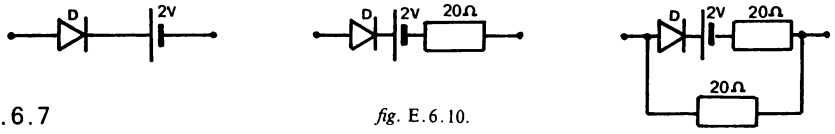


fig. E.6.10.

E.6.7

Montages écrêteurs

Pour simplifier, on admettra que les diodes sont idéales (caractéristique *fig.* 6.11).

Tracer pour chacun des montages suivants :

a) la caractéristique de transfert $u_s = f(u_e)$,

b) le graphe de $u_s(t)$ lorsque $u_e(t) = U_{em}.\sin(\omega t)$, avec $U_{em} = 15$ V et $E = 5$ V.

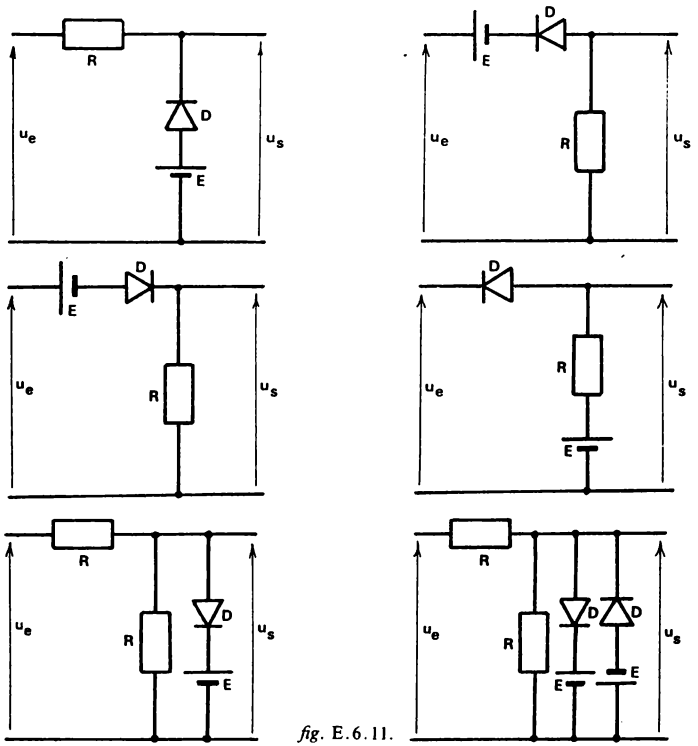


fig. E.6.11.

E.6.8

Redresseur double alternance en pont (*fig.* E.6.12)

La tension d'alimentation $e(t)$ est de la forme

$$e(t) = e_m.\sin(\omega t).$$

Les diodes sont supposées idéales (caractéristique *fig.* 6.11).

a) Déterminer l'état électrique des diodes lorsque t varie.

b) Tracer les graphes de $e(t)$, $u_{d1}(t)$, $u_{d3}(t)$ et $u(t)$.

Quelle est la tension inverse maximale supportée par les diodes ?

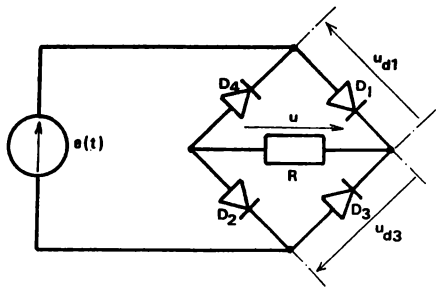


fig. E.6.12.

E.6.9

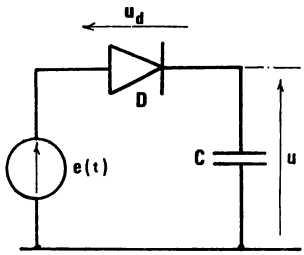


fig. E.6.13.

Redresseur de crête (*fig.* E.6.13)

Le condensateur C étant initialement déchargé, on applique une tension $e(t) = e_m.\sin(\omega t)$.

La diode est supposée idéale (caractéristique *fig.* 6.11).

a) Tracer les graphes de $e(t)$, $u_d(t)$ et $u(t)$.

b) Que deviennent ces graphes si l'on charge le montage par une résistance R ?

E.6.10

Multiplicateurs de tension (*fig.* E.6.14)

Les diodes sont supposées idéales (caractéristique *fig.* 6.11) et la tension $e(t)$ est de la forme

$$e_m.\sin(\omega t).$$

Tracer pour chacun des montages les graphes de $e(t)$, $u(t)$, $u_{d1}(t)$ et $u_{d2}(t)$.

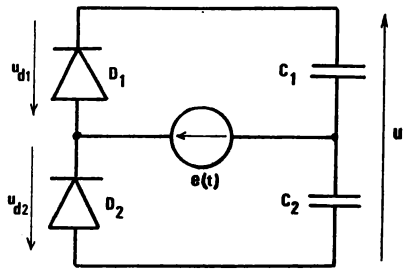


fig. E.6.14.*a*.

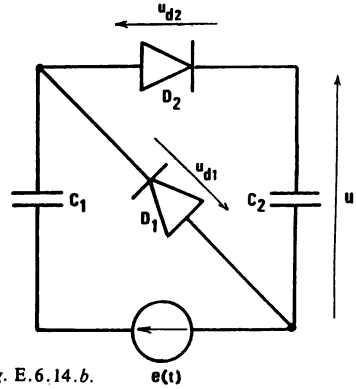


fig. E.6.14.*b*.

E.6.11

La caractéristique de la diode Zener D_z est donnée sur la *figure* E.6.15.
Déterminer graphiquement la caractéristique courant-tension des dipôles de la *figure* E.6.16.

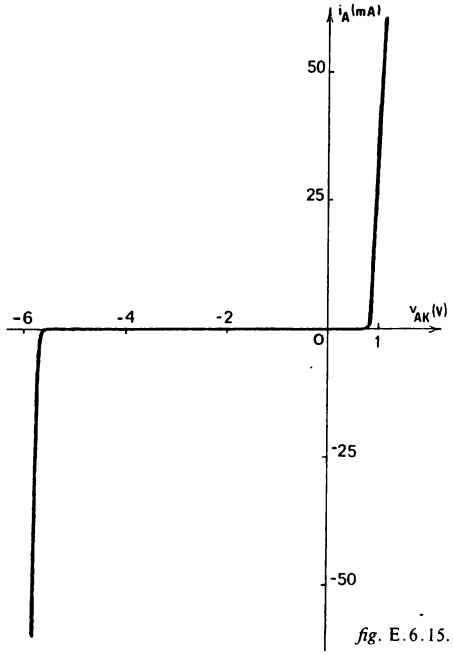


fig. E.6.15.

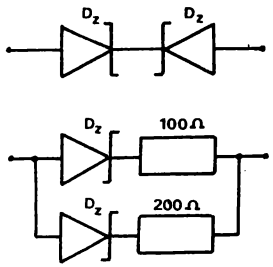


fig. E.6.16.

E.6.12

Stabilisateur de tension (*fig.* E.6.17)

La caractéristique de la diode Zener en polarisation inverse (après claquage) est assimilée à une droite passant par les points (i_z = 20 mA ; u_z = 6,2 V) et (i_z = 100 mA ; u_z = 7,0 V).

On admettra que la diode fonctionne en stabilisateur de tension si i_z est compris entre 5 mA et 100 mA.

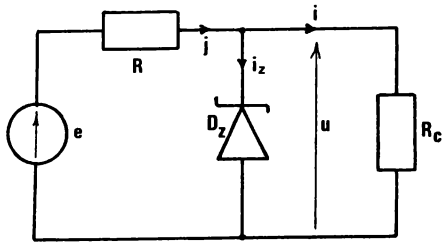


fig. E.6.17.

a) Déterminer l'équation de la caractéristique utile de la diode Zener.

b) *Etude à vide* (R_c infinie).

Quelles sont les valeurs de u et i_z pour e = 12 V et R = 190 Ω ?

Entre quelles limites e peut-elle varier si R = 190 Ω ?

Calculer le facteur de régulation pour une variation $\frac{\Delta e}{e}$ = 50 % autour de 12 V.

c) *Etude en charge* (R_c = 100 Ω).

Calculer i, j, i_z et u pour e = 18 V et R = 100 Ω.

Entre quelles limites R_c peut-elle varier pour que la diode fonctionne dans sa zone utile (e = 18 V et R = 100 Ω) ?

Réponses : *a*) $u_z = 6 + 10\, i_z$;
b) u = 6,3 V ; i_z = 30 mA ; 7 V < e < 26 V ; F = 20 ;
c) i_z = 50 mA ; i = 65 mA ; j = 115 mA ; u = 6,5 V ;
53 Ω < R_c < 700 Ω.

Chapitre 7

Le transistor à effet de champ

Dans les deux précédents chapitres, nous nous sommes attachés à l'étude des diodes (composants à deux électrodes) dont l'élément de base est la jonction P-N.

La diffusion d'une ou deux zones de type P à l'intérieur d'un barreau de type N nous conduit vers une nouvelle famille de composants : les transistors à effet de champ.

Le principe de fonctionnement de ces éléments réside dans la modulation de la section conductrice du barreau, sous l'effet d'un champ électrique régnant au niveau d'une jonction polarisée en inverse.

Il existe deux grands types de transistors à effet de champ :

— *les transistors à effet de champ à jonction* (ou J.F.E.T. : *junction field effect transistor*),

— *les transistors à effet de champ à grille isolée* (ou M.O.S.T. : *metal oxyde semiconductor transistor*).

7.1. Transistor à effet de champ à jonction

7.1.1. Généralités

Constitution schématique (T.E.C. à canal N) (*fig.* 7.1)

Sur un substrat de type P, on diffuse une région de conductibilité N. Cette région sera appelée **canal.** Au centre de cette zone N est diffusée une région de type P sur laquelle repose un contact métallique appelé **grille** ou **porte** (G). De chaque côté de la grille, on place deux contacts sur la zone N, appelés **drain** (D) et **source** (S).

En fonctionnement normal, grille et substrat sont toujours maintenus au même potentiel (schématisé *fig.* 7.1 par une liaison en trait fin).

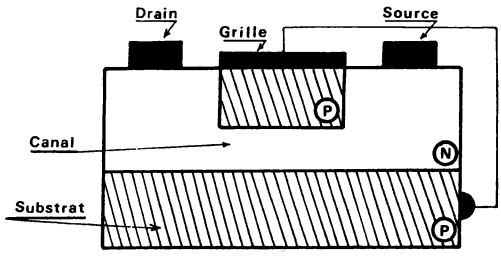


fig. 7.1.

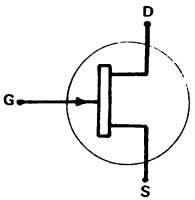
La constitution qui vient d'être décrite est celle d'un transistor à effet de champ dit à canal N. Il est évident qu'il est possible de réaliser un transistor à canal P, en inversant les types de conductibilité des différentes régions.

Représentation symbolique (*fig.* 7.2)

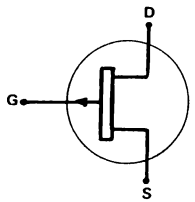
Un transistor à effet de champ à jonction est donc un dispositif à trois électrodes : grille, source, drain.

Pour signifier la nature du canal, on convient de placer *sur la grille une flèche qui indique le sens passant de la jonction grille-canal.*

Exemple. — Transistor à canal N : la grille est zone P, la jonction est donc passante dans le sens grille-canal.



Canal N



Canal P

fig. 7.2.

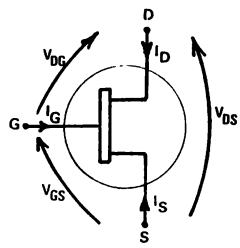


fig. 7.3.

Convention d'écriture

Convenons de noter

I_D = le courant de drain,
I_S = le courant de source,
I_G = le courant de grille.

Pour généraliser l'étude, quelle que soit la nature du canal, *les courants seront orientés entrant dans le transistor* (*fig.* 7.3).

Les tensions seront représentées par le symbole V suivi de deux indices : le premier indiquant l'électrode sur laquelle la tension est mesurée, le deuxième indiquant l'électrode prise comme référence (*fig.* 7.3).

Exemple : V_{DS} = potentiel de (D) − potentiel de (S).

7.1.2. Analyse du fonctionnement

Etude expérimentale

Réalisons le montage de la *figure* 7.4. Ce montage, pour lequel la source est électrode de référence à la fois pour le circuit de grille et le circuit de drain, est appelé *montage source commune.*

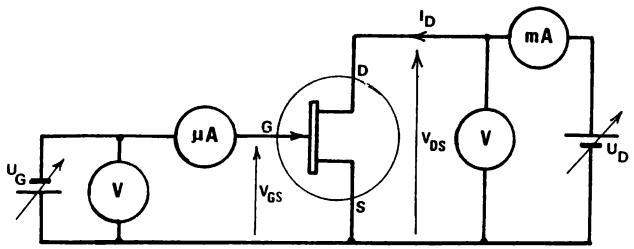


fig. 7.4.

Le relevé de la caractéristique $I_D = f(V_{DS})$ pour des valeurs constantes de V_{GS} ($V_{GS} = 0$; $V_{GS} = -1$ V ; $V_{GS} = -2$ V) donne le réseau de la *figure* 7.5.

On remarque par ailleurs que I_G est pratiquement nul.

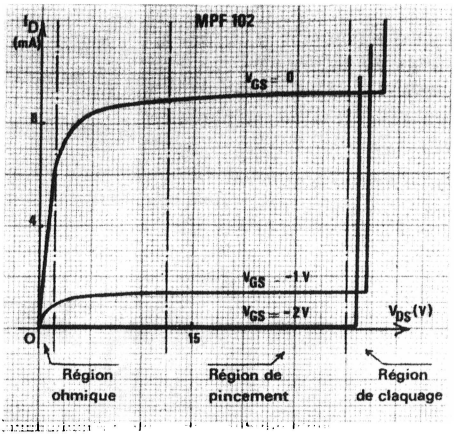


fig. 7.5.

Les trois régions de fonctionnement

Pour V_{DS} faible (un volt maximum), on constate que la caractéristique est une droite passant par l'origine. Le transistor se comporte comme une résistance qui augmente lorsque V_{GS} devient de plus en plus négatif.

Ce domaine de fonctionnement est appelé **région ohmique**.

Si l'on augmente V_{DS}, la caractéristique est une droite pratiquement horizontale. Le courant I_D est quasi constant et sa valeur est d'autant plus faible que V_{GS} est plus négatif

Ce domaine de fonctionnement est appelé **région de saturation ou de pincement.**

Pour V_{DS} important (une trentaine de volts), la caractéristique est une droite pratiquement verticale. Le courant I_D croît très rapidement avec la tension.

Ce domaine de fonctionnement est appelé **région de claquage.**

Le claquage apparaît pour des tensions V_{DS} d'autant plus faibles que V_{GS} est plus négatif.

Interprétation

$V_{GS} = 0$.

La circulation de I_D dans le canal s'accompagne d'une chute progressive du potentiel depuis le potentiel le plus élevé (celui du drain) vers le potentiel le plus bas (celui de la source, de la grille et du substrat).

En D', la section du canal est grande, la résistance entre D et D' est donc assez faible. Le potentiel de D' ($V_{D'}$) n'est donc que très légèrement inférieur à celui de D (V_D).

Pour la même raison, le potentiel de S' ($V_{S'}$) n'est que très légèrement supérieur à celui de S (V_S) (*fig.* 7.6).

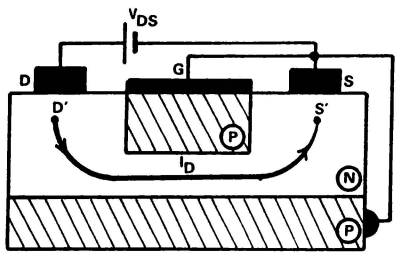


fig. 7.6.

La jonction grille-canal est donc **polarisée en inverse** et cela d'autant plus que l'on va de la source vers le drain. Il en est de même de la jonction substrat-canal (le substrat est au même potentiel que la grille).

On a vu (*cf.* 5.3.2) que dans la zone de transition d'une jonction polarisée en inverse règne un champ électrique d'autant plus grand que la tension inverse appliquée est grande.

Il en résulte une diminution d'autant plus importante du courant de diffusion, donc une augmentation des recombinaisons au niveau de la jonction.

La zone de transition s'élargit d'autant plus que la polarisation inverse est grande.

Dans le transistor à effet de champ, l'épaisseur des zones de transition varie donc le long des jonctions grille-canal et substrat-canal : faible du côté source, elle s'accroît vers le drain et cela d'autant plus que V_{DS} *est grand* (*fig.* 7.7).

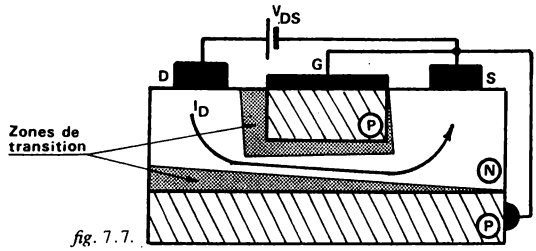


fig. 7.7.

Lorsque V_{DS} est faible, la pénétration des zones de transition (isolantes car vides de porteurs) est peu importante.

Le canal se comporte comme une résistance. C'est le régime ohmique.

Si V_{DS} augmente, la section conductrice du canal diminue, sa résistance augmente. Pour une valeur suffisante de V_{DS}, la mobilité des porteurs atteint une valeur limite (*cf.* remarque 1) tandis que la section conductrice tend vers une valeur minimale (*cf.* remarque 2). On dit que **le canal est pincé.**

Le courant I_D tend alors vers une limite pratiquement constante. C'est le régime de saturation ou de pincement.

Pour les fortes valeurs de V_{DS}, le champ électrique au niveau des jonctions polarisées en inverse est suffisant pour provoquer le claquage.

Le courant croît brutalement. C'est le régime de claquage.

$$-2\,V < V_{GS} < 0\,.$$

En l'absence de polarisation ($V_{DS} = 0$), les jonctions sont déjà polarisées en inverse, d'où une pénétration des zones de transition à l'intérieur du canal (*fig.* 7.8).

La section conductrice est initialement diminuée.

Il en résulte une augmentation de la résistance dans la région ohmique d'autant plus grande que V_{GS} est plus négatif.

De même la vitesse limite est diminuée : le courant I_D en régime de saturation est d'autant plus faible que V_{GS} est plus négatif.

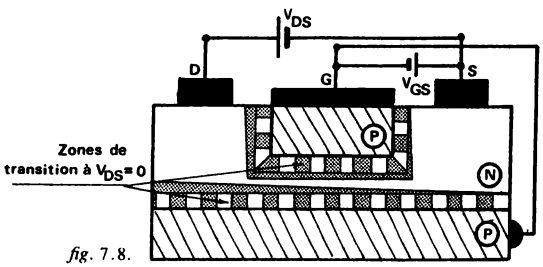


fig. 7.8.

Ce régime de saturation débute pour une valeur de V_{DS} plus faible, la section limite étant atteinte plus rapidement.

Par ailleurs, le claquage a lieu pour V_{DS} plus faible, les jonctions étant initialement polarisées en inverse.

$$V_{GS} \leqslant -2\ V\ .$$

En l'absence de polarisation ($V_{DS} = 0$), la pénétration des zones de transition est telle que **le canal est totalement pincé** (*fig.* 7.9).

Quelle que soit la valeur de V_{DS} le courant est nul. On dit que **le transistor est bloqué.**

La valeur $-V_p$ de V_{GS} pour laquelle apparaît le blocage est appelée **tension de pincement** (ici $V_p = 2$ V).

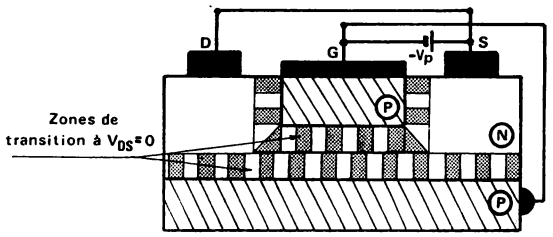


fig. 7.9.

Remarques.

1. La notion de mobilité limite peut être comparée à la vitesse d'évacuation d'une salle de spectacle. Au-delà d'un certain seuil d'audience, l'écoulement des spectateurs se fait à une vitesse limite, seul l'attroupement à l'arrière est plus ou moins important.

Dans le cas où $V_{GS} = 0$, les deux battants de l'issue de sortie sont ouverts.

Lorsque V_{GS} décroît de 0 à -2 V, on ferme peu à peu les battants jusqu'à obturation totale. *Exemple* :

$V_{GS} = -1$ V → un battant est fermé ;

$V_{GS} \leqslant -2$ V → les deux battants sont fermés .

2. La section conductrice tend vers une valeur minimale différente de zéro. En effet, elle ne peut s'annuler car c'est la présence du courant I_D qui provoque la décroissance du potentiel du drain vers la source, donc la polarisation inverse des jonctions grille-canal et substrat-canal.

7.1.3. Réseaux de caractéristiques

Réseau de sortie $I_D = f(V_{DS})$, paramètre V_{GS}

Le relevé expérimental se fait à l'aide du montage de la *figure* 7.4.

En opérant avec un transistor MPF 102, on obtient le réseau de la *figure* 7.10.

Dans la **région ohmique** (V_{DS} inférieur à 500 mV), l'ensemble des caractéristiques peut être assimilé à un **réseau de droites** passant par l'origine (*fig.* 7.11).

Le transistor à effet de champ se comporte comme une résistance r_{ds} dont la valeur varie avec V_{GS}. Elle est minimale pour $V_{GS} = 0$ et tend vers l'infini pour $V_{GS} = -V_p$.

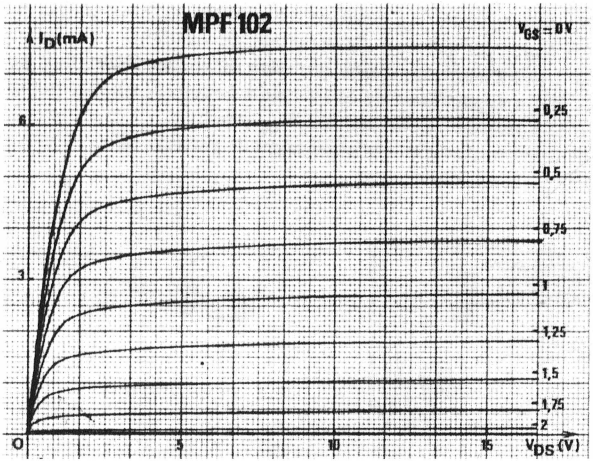
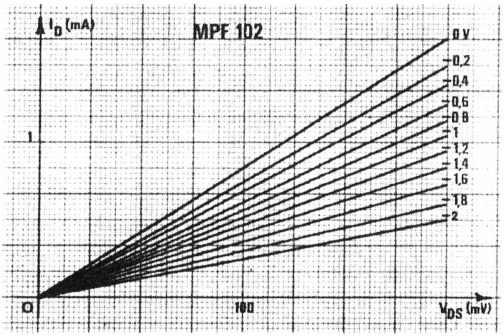


fig. 7.10.



Le **régime de saturation** débute pour une valeur de V_{DS} appelée **tension de coude.** La valeur de la tension de coude diminue lorsque la tension V_{GS} devient plus négative. On peut admettre que

$$V_{DS\,coude} = V_p + V_{GS}\,.$$

Réseau d'entrée $I_G = f(V_{GS})$, paramètre V_{DS}

Il s'agit de la caractéristique d'une jonction polarisée en inverse, donc $I_G \approx 0$ (*fig.* 7.12).

Le transistor à effet de champ en fonctionnement normal se comporte pratiquement, vu de l'entrée, comme un circuit ouvert.

Réseau de transfert $I_D = f(V_{GS})$, paramètre V_{DS}

Ces courbes peuvent se relever expérimentalement (*fig.* 7.13), mais elles peuvent aussi se déduire graphiquement du réseau de sortie.

En effet, lorsqu'on décrit une caractéristique de transfert, V_{DS} reste constant. Le lieu correspondant dans le réseau de sortie est une droite (Δ), d'équation V_{DS} = Cte, donc parallèle à l'axe des I_D (*fig.* 7.14).

Sur la droite (Δ), considérons le point S_0 correspondant au courant drain I_{D0} = 10 mA et à la tension V_{GS0} = 0 V.

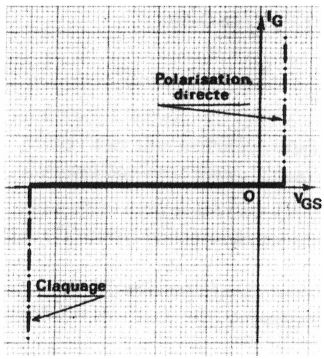
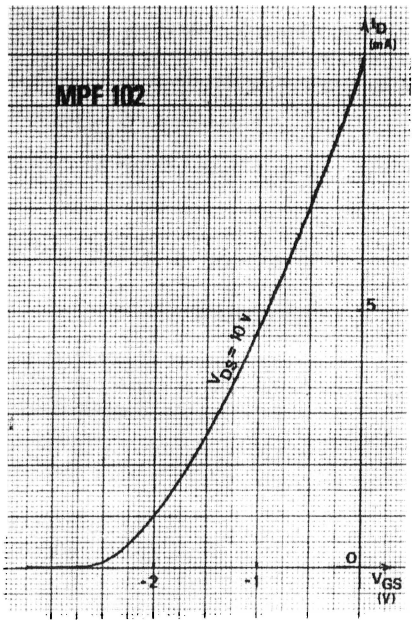


fig. 7.12.

fig. 7.13.



Si l'on reporte ces valeurs dans le système d'axes (I_D ; V_{GS}), on en déduit le point T_0 de la caractéristique de transfert.

En opérant de même avec les couples (S_1 ; T_1), (S_2 ; T_2), ..., (S_9 ; T_9), on trace la caractéristique de transfert à V_{DS} = 10 V (*fig.* 7.14).

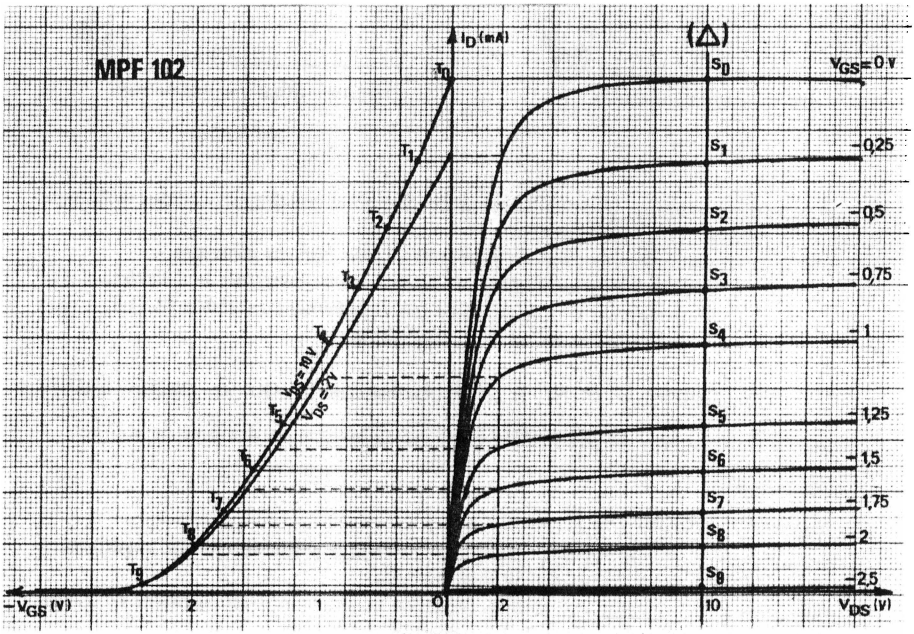


fig. 7.14.

Dans la région de saturation, les caractéristiques de sortie étant toutes pratiquement horizontales, les caractéristiques de transfert correspondantes sont toutes confondues. On montre que la caractéristique unique peut être assimilée à une parabole d'équation

$$I_D = I_{D0}\left(1 + \frac{V_{GS}}{V_p}\right)^2 .$$

7.2. Transistor à effet de champ à grille isolée

7.2.1. Structure

La différence essentielle de conception avec le transistor à effet de champ à jonction réside dans le fait que **le contact de grille est séparé du semi-conducteur par une couche isolante de silice (SiO_2), d'où l'appellation transistor M.O.S.** (*métal oxyde semi-conducteur*).

Sur un substrat en silicium faiblement dopé de type P (ou N), on réalise deux diffusions fortement dopées de type N (ou P) sur lesquelles sont placés les contacts de drain (D) et de source (S).

Entre ces deux diffusions, une couche de type N (ou P) peut être (**transistor M.O.S. à déplétion,** *fig.* 7.15.*a*), ou non (**transistor M.O.S. à enrichissement,** *fig.* 7.15.*b*), insérée pour constituer un canal.

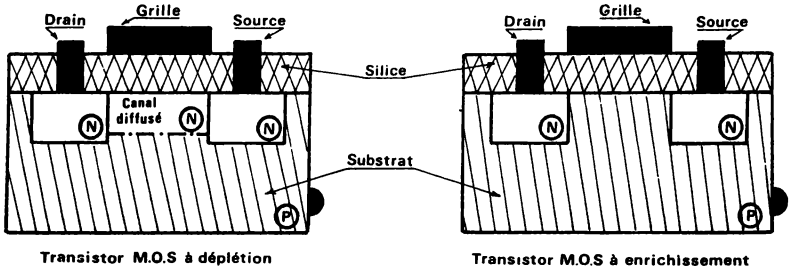


fig. 7.15.*a*.

fig. 7.15.*b*.

Sur le substrat, on dépose une couche de silice. Sur cette couche, un contact métallique constitue la grille de commande (G).

Le substrat est généralement relié au potentiel le plus bas du montage.

Quel que soit le type de transistor M.O.S., la silice isolante constitue le diélectrique d'un condensateur dont les armatures sont la grille et soit le substrat (transistor M.O.S. à enrichissement), *soit le canal* (transistor M.O.S. à déplétion).

7.2.2. Transistor M.O.S. à enrichissement ou à canal induit

La couche de type N n'est pas insérée entre les diffusions de drain et de source.

Fonctionnement

Polarisation V_{GS} *négatif* (*fig.* 7.16.*a*)

Si l'on applique une tension V_{GS} négative, l'armature grille se charge négativement alors que l'armature substrat se charge positivement.

L'application d'une tension V_{DS} positive polarise la jonction drain-substrat en inverse et le courant I_D est pratiquement nul. **Le transistor est bloqué.**

Polarisation V_{GS} *positif* (*fig.* 7.16.*b*)

Si l'on applique une tension V_{GS} positive, l'armature grille se charge positivement et attire les électrons libres du substrat au voisinage de l'isolant.

Le substrat étant faiblement dopé, **une inversion de conductibilité** finit par se produire dans cette région. Il y a **apparition d'un canal induit** de type N qui permet le passage d'un courant de drain si l'on établit une tension V_{DS} positive.

Ce transistor ne fonctionne qu'en **enrichissement de porteurs libres,** d'où son appellation de transistor M.O.S. à enrichissement.

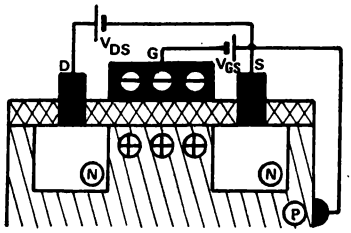


fig. 7.16.*a*.

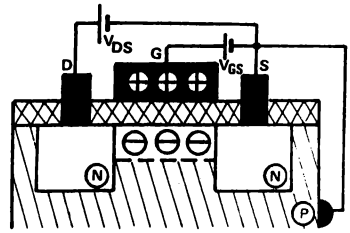


fig. 7.16.*b*.

Caractéristiques de sortie (*fig.* 7.17)

Le réseau de caractéristiques est analogue à celui d'un transistor à effet de champ à jonction. Mais **le transistor M.O.S. à enrichissement ne conduit que pour des tensions** V_{GS} **positives** et suffisamment importantes pour permettre l'inversion de conductibilité.

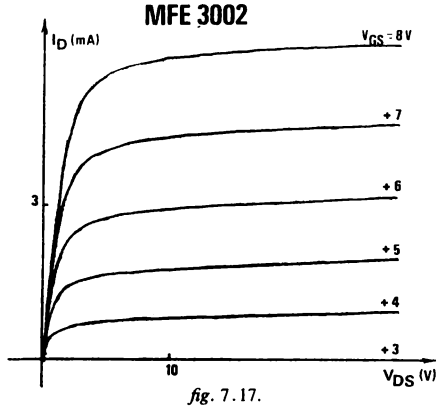


fig. 7.17.

Symbole (*fig.* 7.18)

Le canal est représenté en trait interrompu car il n'existe pas au niveau de la fabrication.

L'électrode reliée au substrat est dotée d'une flèche dont le sens indique le sens passant de la jonction substrat-canal induit.

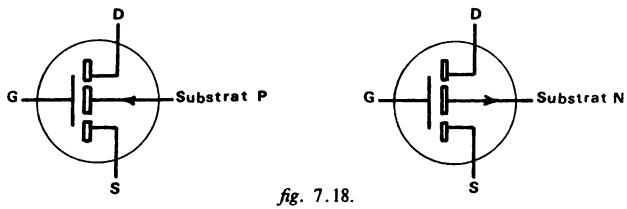


fig. 7.18.

7.2.3. Transistor M.O.S. à déplétion ou à canal diffusé

La couche de type N est insérée entre les diffusions de drain et de source.

Symbole (*fig.* 7.19)

Le canal existant au niveau de la fabrication est cette fois représenté en trait plein. De même que précédemment, la flèche indique le sens passant de la jonction substrat-canal diffusé.

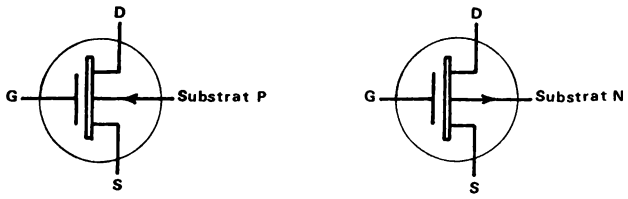


fig. 7.19.

Fonctionnement

Polarisation V_{GS} *positif* (*fig.* 7.20.*a*)

Si l'on applique une tension V_{GS} positive, l'armature grille se charge positivement et attire les électrons du canal diffusé. Il y a une augmentation de la densité en porteurs, d'autant plus grande que V_{GS} est plus grand. A V_{DS} constant, I_D est donc une fonction croissante de V_{GS}.

Le fonctionnement correspond, comme précédemment, à un **enrichissement en porteurs.**

Polarisation V_{GS} *négatif* (*fig.* 7.20.*b*)

Si l'on applique une tension V_{GS} négative, l'armature grille se charge négativement et repousse les électrons du canal diffusé au voisinage de l'isolant.

Il se forme une zone dépeuplée en porteurs (ou zone de déplétion) non conductrice. Il y a **appauvrissement en porteurs libres.**

Cette zone isolante s'élargit d'autant plus que V_{GS} est plus négatif. On dit encore qu'**il y a striction du canal diffusé.**

Pour une valeur $V_{GS} = -V_p$, il y a striction totale du canal : le transistor est bloqué.

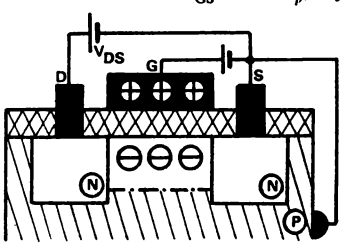


fig. 7.20.*a*.

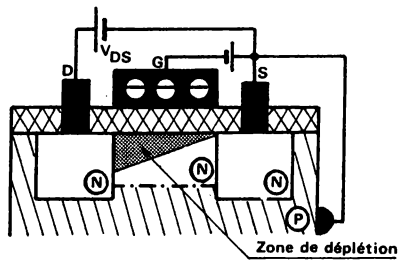


fig. 7.20.*b*.

Caractéristiques de sortie (*fig.* 7.21)

Le réseau de caractéristiques est analogue à celui d'un transistor à effet de champ à jonction complété par des caractéristiques à V_{GS} positif situées au-dessus de la caractéristique $V_{GS} = 0$.

Remarque. — Le courant de grille d'un transistor à effet de champ à jonction est celui d'une jonction en inverse (de l'ordre du microampère). Par contre, dans les tran-

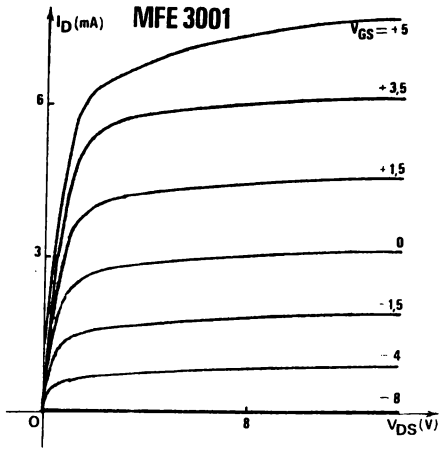


fig. 7.21.

sistors M.O.S., la couche de silice ne laisse passer qu'un courant négligeable (de l'ordre du picoampère). Il en résulte que la résistance d'entrée, de l'ordre du mégohm dans les transistors à effet de champ à jonction, prend des valeurs considérables dans les transistors M.O.S. (jusqu'à 10^{15} Ω). On peut, dans ces conditions, admettre que *le circuit de grille ne consomme aucune puissance.*

M.7. Mesures de laboratoire

M.7.1. Etude de la résistance drain-source r_{ds} d'un transistor à effet de champ à jonction en fonction de la tension grille-source V_{GS}

M.7.1.1. Mesure de résistance

Le principe de mesure d'une résistance consiste à mesurer la tension à ses bornes et l'intensité du courant qui la traverse.

Mesurer une tension et un courant nécessite l'emploi de deux appareils : un **voltmètre** et un **ampèremètre**.

Il existe, par conséquent, deux montages de mesure possibles :

- *le montage aval* (*fig.* M.7.1.*a*) : le courant mesuré est la somme du courant passant dans la résistance et de celui dérivé par le voltmètre ;
- *le montage amont* (*fig.* M.7.1.*b*) : la tension mesurée est la somme de la tension aux bornes de la résistance et de celle aux bornes de l'ampèremètre.

Etude du montage aval

Le système vérifie les deux relations suivantes :

$$\begin{aligned} i_A &= i_V + i \,, \\ u_V &= u \,. \end{aligned}$$

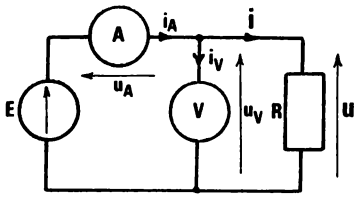


fig. M.7.1.*a.*

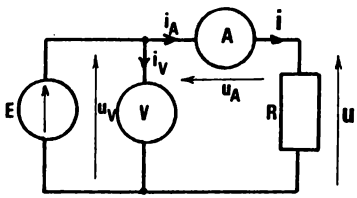


fig. M.7.1.*b.*

La résistance mesurée est

$$R_m = \frac{u_V}{i_A} = \frac{u}{i_V + i}.$$

Ce qui peut encore s'écrire :

$$\frac{1}{R_m} = \frac{i_V}{u} + \frac{i}{u}. \qquad (1)$$

$\frac{i}{u}$ représente l'inverse de la résistance réelle R et $\frac{i_V}{u}$ l'inverse de la résistance interne du voltmètre R_V.

La relation (1) peut alors s'écrire :

$$\boxed{\frac{1}{R_m} = \frac{1}{R_V} + \frac{1}{R}.}$$

L'erreur commise sera négligeable si $\frac{1}{R_V}$ est négligeable devant $\frac{1}{R}$, c'est-à-dire si R est faible.

Conclusion : *Le montage aval est le plus adapté aux mesures de faibles résistances.*

Etude du montage amont

Le système vérifie les deux relations suivantes :

$$\boxed{\begin{aligned} i_A &= i, \\ u_V &= u_A + u. \end{aligned}}$$

La résistance mesurée est

$$R_m = \frac{u_V}{i_A} = \frac{u_A + u}{i}.$$

Ce qui peut s'écrire :

$$R_m = \frac{u_A}{i} + \frac{u}{i}. \qquad (2)$$

$\frac{u}{i}$ représente la résistance réelle R et $\frac{u_A}{i}$ la résistance interne de l'ampèremètre R_A.

La relation (2) peut alors s'écrire :

$$R_m = R_A + R .$$

L'erreur commise sera négligeable si R_A est négligeable devant R, c'est-à-dire si R est grande.

Conclusion : *Le montage amont est le plus adapté aux mesures de grandes résistances.*

M.7.1.2. Etude de $r_{ds} = f(V_{GS})$ d'un transistor à effet de champ à jonction

Montage de mesure (*fig.* M.7.2)

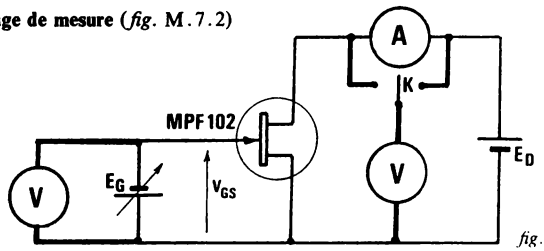


fig. M.7.2.

L'interrupteur K permet de choisir le montage amont ou le montage aval suivant la valeur de r_{ds}.

La tension E_D d'alimentation gardera une valeur faible afin de maintenir le transistor dans sa zone de fonctionnement ohmique.

Relevé de la courbe $r_{ds} = f(V_{GS})$

En choisissant le montage de mesure le plus adapté, on peut ainsi relever la courbe $r_{ds} = f(V_{GS})$ ou encore la courbe $g_{ds} = \frac{1}{r_{ds}} = h(V_{GS})$ (*fig.* M.7.3).

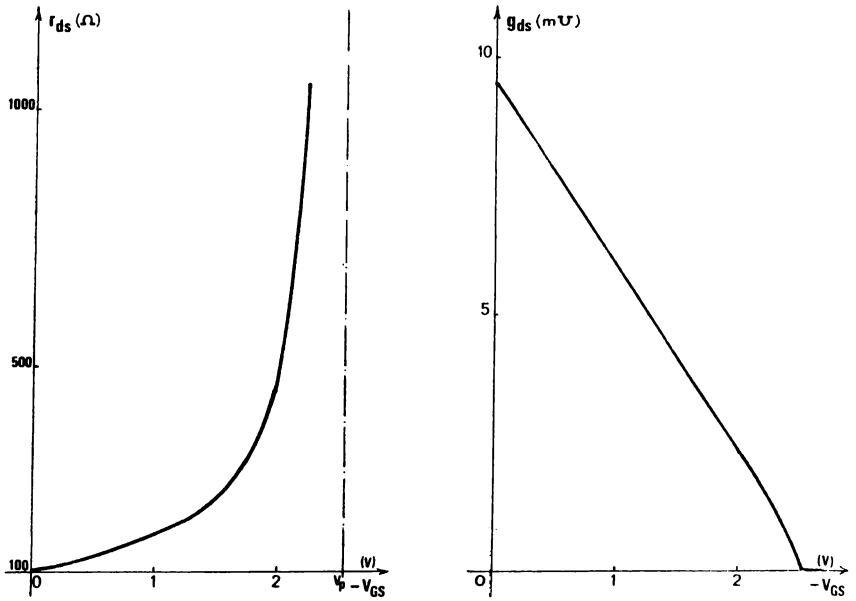


fig. M.7.3.

E.7. Exercices

Exercices d'application

E.7.1

Le transistor à effet de champ présente le réseau de sortie de la *figure* E.7.1.

Déterminer le point de fonctionnement du montage représenté *figure* E.7.2.

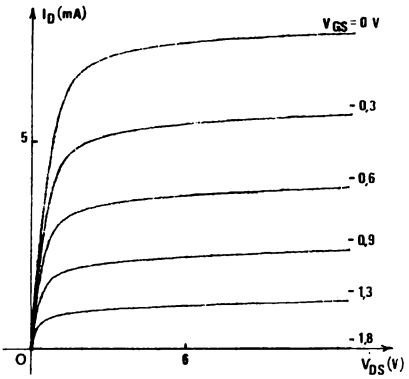


fig. E.7.1.

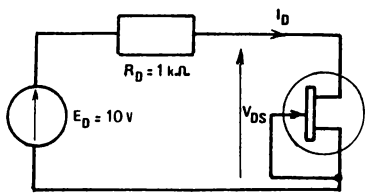


fig. E.7.2.

Solution :

La grille et la source étant court-circuitées, l'état de fonctionnement du transistor est caractérisé par

$$\boxed{V_{GS} = 0\,.}$$

Ecrivons par ailleurs la loi des mailles qui régit le montage :

$$V_{DS} = E_D - R_D . I_D\,.$$

Cette équation est l'équation d'une droite dans le plan (I_D ; V_{DS}) qui passe par les points

$$\begin{cases} V_{DS} = 0\,; & I_D = \dfrac{E_D}{R_D} = 10\text{ mA}\,; \\ I_D = 0\,; & V_{DS} = E_D = 10\text{ V}\,. \end{cases}$$

Traçons cette droite dans le plan (I_D ; V_{DS}) (*fig.* E.7.3).

Le point de fonctionnement appartient à la fois à cette droite et à la caractéristique $V_{GS} = 0$. Il est donc situé à l'intersection S_0 de ces deux courbes.

Les coordonnées du point S_0 nous fournissent l'état de fonctionnement du montage :

$$\boxed{\begin{aligned} V_{DS} &= 2{,}8\text{ V}\,, \\ I_D &= 7{,}2\text{ mA}\,. \end{aligned}}$$

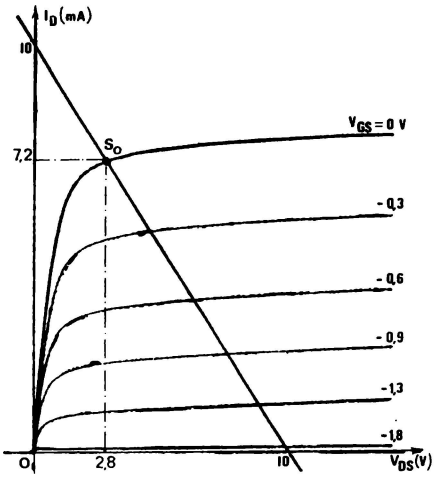


fig. E.7.3.

Exercices de synthèse

E.7.2

On donne l'équation de la caractéristique de transfert dans la région de pincement :

$$I_D = I_{D0}\left(1 + \frac{V_{GS}}{V_p}\right)^2, \quad \text{avec} \quad I_{D0} = 10\ \text{mA} \quad \text{et} \quad V_p = 4\ \text{V}.$$

En admettant que le coude de saturation apparaît pour $V_{DS} = V_p + V_{GS}$, tracer le réseau de sortie dans la région de pincement pour $V_{GS} = 0, -\frac{V_p}{8}, -\frac{V_p}{4}, -\frac{3V_p}{8}, -\frac{V_p}{2}, -\frac{5V_p}{8}, -\frac{3V_p}{4}, -\frac{7V_p}{8}, -V_p$.

E.7.3

On donne (*fig.* E.7.4) le réseau de sortie d'un transistor à effet de champ à jonction dans la zone de fonctionnement ohmique.

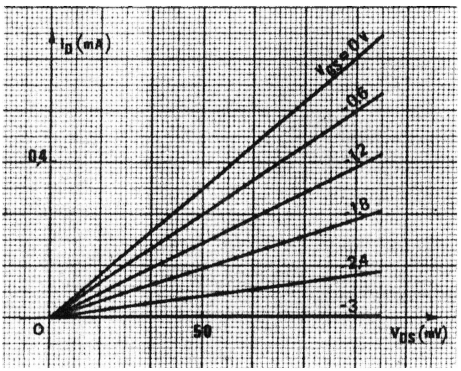


fig. E.7.4.

a) Tracer le graphe de la conductance $g_{ds} = \frac{1}{r_{ds}}$ en fonction de V_{GS}.

b) Montrer que g_{ds} peut s'exprimer en fonction de V_{GS} par la relation approximative

$$g_{ds} = g_{ds0}(1 + aV_{GS}),$$

où g_{ds0} et a sont des constantes, que l'on déterminera.

Réponses : *b*) $g_{ds0} = 6{,}7$ mA/V ; $a = 0{,}35\ V^{-1}$.

E.7.4

Si l'on admet que la conductance g_{ds} dans la région ohmique peut s'exprimer par la relation

$$g_{ds} = g_{ds0}(1 + aV_{GS}),$$

exprimer la valeur de a en fonction de la tension V_p.

E.7.5

Le courant qui traverse la jonction grille-canal d'un transistor à effet de champ est régi par l'équation

$$I_G = I_{G0}\left[\exp\left(\frac{eV_{GS}}{kT}\right) - 1\right]$$

Si l'on définit la résistance d'entrée r_{gs} par $\frac{dV_{GS}}{dI_G}$, calculer r_{gs}.

Tracer la courbe $r_{gs} = f(V_{GS})$ à la température de 27 °C, pour V_{GS} variant de 0 à − 1 V. On donne $I_{G0} = 10$ nA.

E.7.6

Le transistor à effet de champ présente le réseau de sortie de la *figure* E.7.5 et la diode, la caractéristique de la *figure* E.7.6.

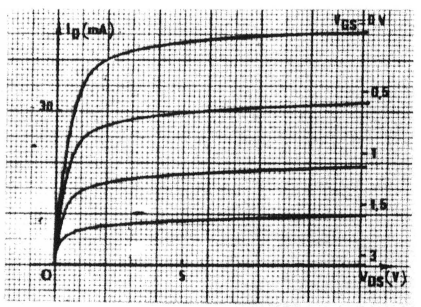


fig. E.7.5.

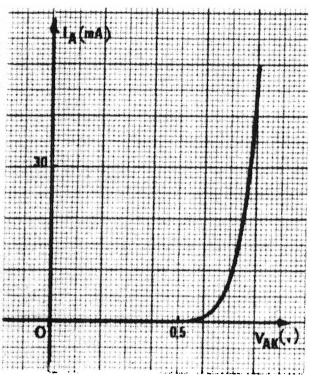


fig. E.7.6.

a) Déterminer la caractéristique $u = f(i)$ du dipôle de la *figure* E.7.7.
b) Déterminer le point de fonctionnement du montage représenté *figure* E.7.8.

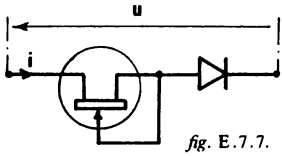


fig. E.7.7.

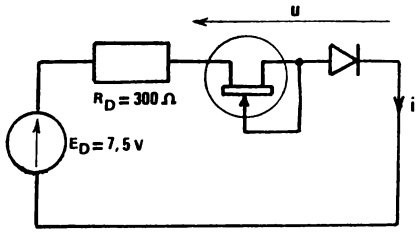


fig. E.7.8.

E.7.7

Le transistor à effet de champ présente le réseau de sortie, de la *figure* E.7.5, et la diode, la caractéristique de la *figure* E.7.6.

Déterminer la caractéristique du dipôle de la *figure* E.7.9.

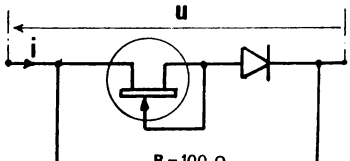


fig. E.7.9.

E.7.8

Tracer le réseau de transfert $I_D = f(V_{GS})$ pour $V_{DS} = 2$ V et $V_{DS} = 10$ V des transistors M.O.S. dont les réseaux de sortie sont donnés *figure* E.7.10.*a* et *figure* E.7.10.*b*.

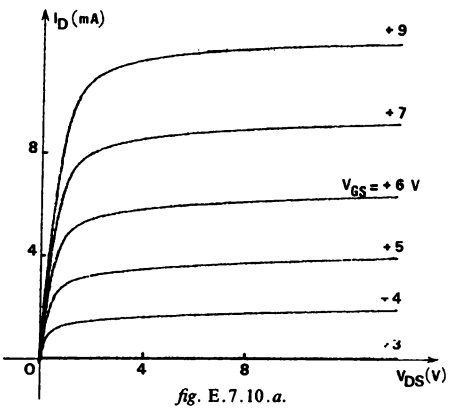


fig. E.7.10.*a*.

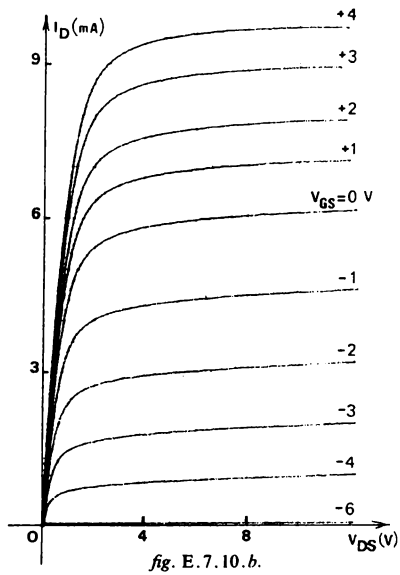


fig. E.7.10.*b*.

E.7.9

L'épaisseur de la couche de silice d'un transistor M.O.S. vaut $e = 0,5.10^{-6}$ m.
La capacité du condensateur grille-substrat vaut C = 1 pF.
Sachant que l'isolant claque sous l'action d'un champ électrique de 5 MV/cm,

a) calculer la charge statique Q de grille qui produira le claquage du transistor,
b) en déduire la différence de potentiel grille-substrat correspondante,
c) donner les conclusions que l'on peut en tirer sur les précautions d'emploi des transistors M.O.S.

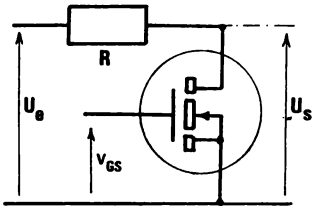


fig. E.7.11.

E.7.10

On admet que, pour un transistor M.O.S. à enrichissement, la relation qui lie le courant I_D à la tension V_{DS} dans la région ohmique est de la forme :

$$I_D = AV_{DS}(V_{GS} - V_p),$$

avec V_p tension de pincement.

a) Calculer dans cette région la résistance drain-source r_{ds} du transistor.

b) On réalise le montage de la *figure* E.7.11. Si le transistor fonctionne dans sa région ohmique, calculer $\frac{U_s}{U_e}$. Si r_{ds} est négligeable devant R, quelle opération arithmétique est alors effectuée ?

Chapitre 8

Le transistor bipolaire

Dans le transistor à effet de champ, la conduction se fait essentiellement par un seul type de porteurs (*exemple* : électrons majoritaires dans le transistor à effet de champ à jonction à canal N). On désigne encore les transistors à effet de champ sous le nom de composants unipolaires.

Nous allons voir que la juxtaposition de deux jonctions P-N donne naissance à une autre famille de composants : les transistors bipolaires, communément appelés transistors à jonctions. Dans ce type de transistor, la conduction se fait par des porteurs majoritaires qui deviennent minoritaires au voisinage d'une jonction polarisée en inverse. Cette conduction par porteurs de types différents justifie l'appellation de transistor bipolaire.

8.1. Généralités

8.1.1. Structure et conventions

Un transistor bipolaire est constitué par la juxtaposition de deux jonctions P-N (*fig.* 8.1).

La partie commune aux deux jonctions pouvant être soit de type N, soit de type P, il en résulte l'existence de deux types de transistor : le **transistor PNP** et le **transistor NPN.**

La région centrale est appelée **base (B).** Les régions extrêmes (de même type de conductibilité) sont nommées **émetteur** (E) et **collecteur** (C).

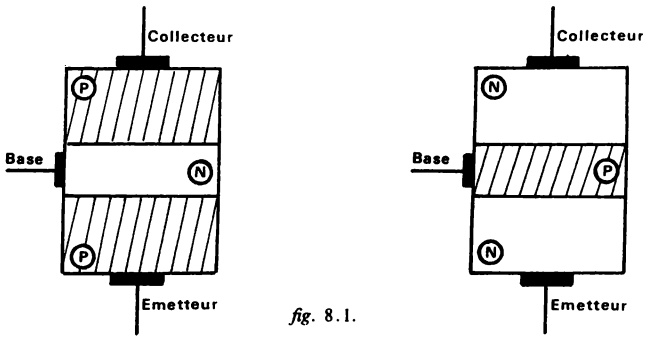
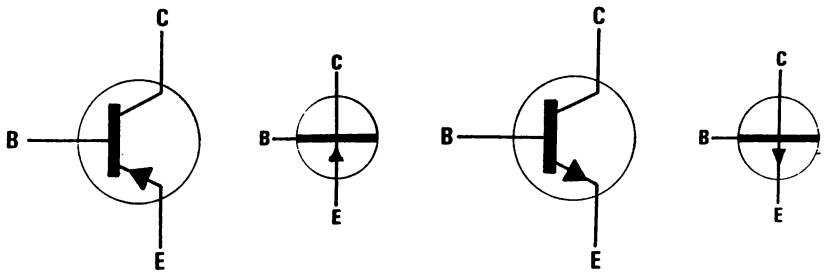


fig. 8.1.

Représentation symbolique (*fig.* 8.2)



Transistor PNP *fig.* 8.2. **Transistor NPN**

Par l'intermédiaire d'une flèche, nous allons à la fois distinguer l'émetteur du collecteur et désigner le type du transistor (PNP ou NPN).

La flèche est placée sur l'émetteur et dirigée dans le sens passant de la jonction émetteur-base (de la région P vers la région N).

Conventions d'écriture

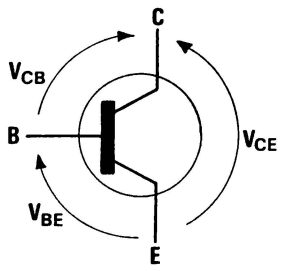


fig. 8.3.

Convenons de noter :

I_B = le courant de base,
I_C = le courant de collecteur,
I_E = le courant d'émetteur.

Pour généraliser l'étude, quel que soit le type de transistor *les courants seront orientés entrant dans le transistor* (*fig.* 8.3).

Comme pour le transistor à effet de champ les tensions seront représentées par la lettre V suivie de deux indices : le premier indiquant l'électrode où se fait la mesure et le deuxième, l'électrode de référence (*fig.* 8.3).

Exemple : $V_{CE} = V_C - V_E$.

Dans toute la suite, nous étudierons le fonctionnement d'un transistor de type NPN. *Le raisonnement serait en tous points identique pour un transistor de type* PNP *par permutation des rôles des électrons et des trous.*

8.1.2. Les courants de fuite

Transistor non polarisé (en circuit ouvert)

Le fonctionnement en circuit ouvert est analogue à celui de deux jonctions P-N non polarisées placées en série.

• *Jonction émetteur-base*

Les électrons majoritaires de l'émetteur diffusent dans la base riche en trous.

De nombreuses recombinaisons se produisent. Il en résulte l'apparition d'une charge d'espace négative (charge négative des ions non compensée par celle des trous) dans la base au voisinage de la jonction.

De même, les recombinaisons des trous (diffusant depuis la base) avec les électrons de l'émetteur donnent naissance à une charge d'espace positive dans l'émetteur à proximité de la jonction.

Cette double charge d'espace crée un champ électrique interne $\vec{E}_{ieb}$, dirigé de l'émetteur

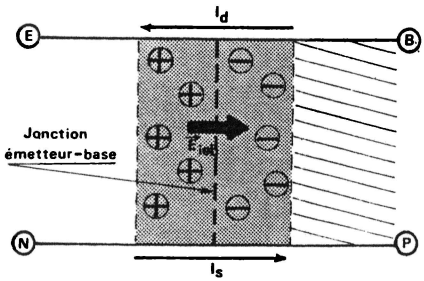


fig. 8.4.

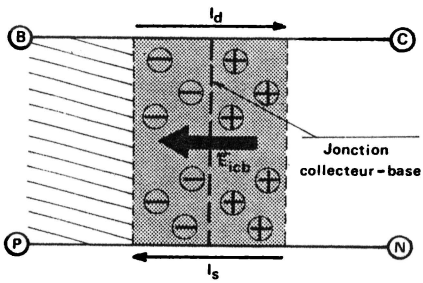


fig. 8.5.

vers la base et de valeur telle que le courant de diffusion dû aux porteurs majoritaires soit compensé par le courant de saturation dû aux porteurs minoritaires (*cf.* 5.2) (*fig.* 8.4).
Il en résulte un courant nul à travers la jonction émetteur-base.

• *Jonction collecteur-base*

Par un raisonnement identique, on déduit l'existence d'un champ électrique interne $\vec{E}_{icb}$, dirigé du collecteur vers la base et de valeur telle que le courant de diffusion soit compensé par le courant de saturation (*fig.* 8.5).
Le courant résultant est nul à travers la jonction collecteur-base.

Une électrode est maintenue « en l'air » (en circuit ouvert).

• *Collecteur « en l'air »*

U_0 *négatif* (jonction émetteur-base polarisée en direct, *fig.* 8.6.*a*) : on détecte l'apparition d'un courant direct important par diminution du champ électrique interne $\vec{E}_{ieb}$ (*cf.* 5.3).

U_0 *positif* (jonction émetteur-base polarisée en inverse, *fig.* 8.6.*b*) : le courant de saturation devient prépondérant (*cf.* 5.3).

Le faible courant inverse mesuré est appelé **courant de fuite en collecteur ouvert** et se note $\mathbf{I_{EBO}}$ (le premier indice représentant l'électrode choisie pour le courant entrant dans le transistor).

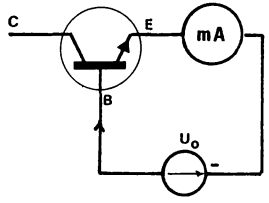


fig. 8.6.*a*.

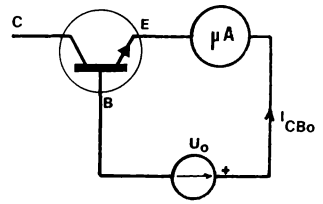


fig. 8.6.*b*.

• *Emetteur « en l'air »*

U_0 *négatif* (jonction collecteur-base polarisée en direct, *fig.* 8.7.*a*) : on détecte l'apparition d'un courant direct important par diminution du champ électrique interne $\vec{E}_{icb}$.

U_0 *positif* (jonction collecteur-base polarisée en inverse, *fig.* 8.7.*b*) : le courant de saturation devient prépondérant.

Le faible courant inverse mesuré est appelé **courant de fuite à émetteur ouvert** et se note $\mathbf{I_{CBO}}$.

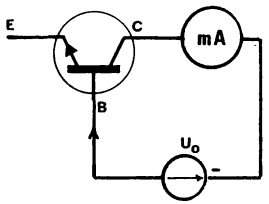


fig. 8.7.*a*.

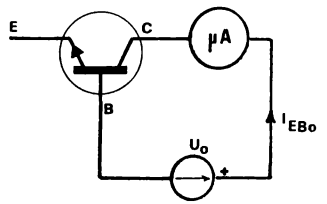


fig. 8.7.*b*.

• *Base « en l'air »*

U_0 *négatif* (jonction collecteur-base en direct, jonction émetteur-base en inverse, *fig.* 8.8.*a*) : on détecte un faible courant noté $\mathbf{I_{ECO}}$ supérieur au courant I_{EBO}, courant inverse de la jonction émetteur-base à collecteur ouvert.

U_0 *positif* (jonction collecteur-base en inverse, jonction émetteur-base en direct, *fig.* 8.8.*b*) : on mesure un faible courant noté I_{CE0} supérieur au courant I_{EB0} et très supérieur au courant I_{CB0}, courant inverse de la jonction collecteur-base à émetteur ouvert.

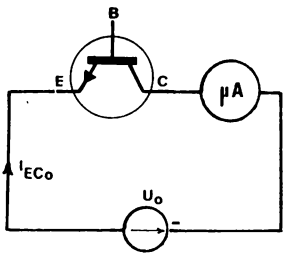


fig. 8.8.*a*.

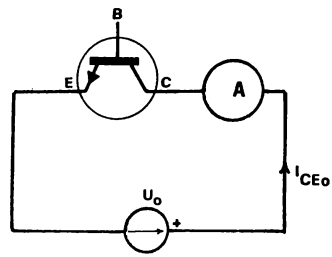


fig. 8.8.*b*.

Conclusion : *le transistor n'est pas un composant symétrique par rapport à la base* (I_{ECO} différent de I_{CE0}).

Le transistor ne fonctionne pas comme deux diodes en opposition (I_{CE0} très supérieur à I_{CB0}).

8.2. L'effet transistor

8.2.1. Etude expérimentale

La structure du transistor en deux jonctions successives conduit à quatre types de polarisation :

- jonction émetteur-base en direct, jonction collecteur-base en inverse : **mode de fonctionnement dit normal ;**
- jonction émetteur-base en inverse, jonction collecteur-base en direct : **mode de fonctionnement dit inversé ;**
- jonctions émetteur-base et collecteur-base en inverse : **mode de fonctionnement bloqué ;**
- jonctions émetteur-base et collecteur-base en direct : **mode de fonctionnement saturé** (sous certaines conditions qui seront vues plus loin).

Réalisons le montage de la *figure* 8.9 dans lequel le transistor est en fonctionnement normal.

Dans ce montage, la base constitue la référence commune aux circuits d'entrée (circuit émetteur-base) et de sortie (circuit collecteur-base). Ce montage est appelé *base commune*.

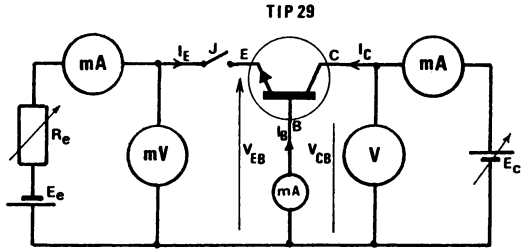


fig. 8.9.

Expérience

J *ouvert* : la jonction collecteur-base est en polarisation inverse (à émetteur ouvert). On détecte un léger courant $I_{CB0} = 1\ \mu A$.

J *fermé* : la jonction émetteur-base est en polarisation directe. Pour une valeur donnée de la résistance R_E, les appareils de mesure nous fournissent les résultats suivants :

$$\begin{aligned} I_E &= -\ 100\ mA, \\ I_C &= +\ 99\ mA, \\ I_B &= +\ 1\ mA, \end{aligned} \qquad \begin{aligned} V_{EB} &= -\ 0{,}58\ V, \\ V_{CB} &= +\ 10\ V. \end{aligned}$$

Si l'on fait varier la tension V_{CB} (de 10 V à 20 V par exemple), on constate qu'il n'y a pratiquement pas de variations du courant collecteur I_C.

Conclusion :

• *Le courant d'émetteur*, important puisque la jonction émetteur-base est polarisée en direct, *traverse presque intégralement la base et la jonction collecteur-base, bien que cette dernière soit polarisée en inverse.*

• *La tension inverse de polarisation de la jonction collecteur-base influe très peu sur le courant de collecteur* I_C pour un courant d'émetteur I_E donné.

8.2.2. Interprétation

La jonction émetteur-base est polarisée en direct : il y a donc **diffusion d'électrons majoritaires de l'émetteur vers la base** et diffusion de trous majoritaires de la base vers l'émetteur.

Les électrons de l'émetteur arrivant dans la base y deviennent porteurs minoritaires. Certains d'entre eux vont se recombiner aux trous majoritaires de la base. Ceux **qui échappent aux recombinaisons,** arrivant au voisinage de la jonction collecteur-base, **sont accélérés par le champ interne et propulsés dans le collecteur** (*cf.* 5.2).

Pour qu'un nombre maximal d'électrons « émis » par l'émetteur soit « collecté » par le collecteur, il faut et il suffit que le nombre de recombinaisons soit le plus faible possible.

Cette condition sera remplie si :

• **la base est très mince** et **la surface de jonction collecteur-base importante** (l'électron arrivera très vite à proximité de la jonction collecteur-base),

• **la base est très faiblement dopée et l'émetteur fortement dopé** (les électrons « émis » en grand nombre auront peu de chances de rencontrer un trou de la base).

Ces particularités de structure étant réalisées, le pourcentage de recombinaisons est très faible et **l'ensemble des électrons « émis » est « collecté » presque intégralement.** Ce phénomène, appelé **effet transistor,** peut être résumé par le schéma de la *figure* 8.10.

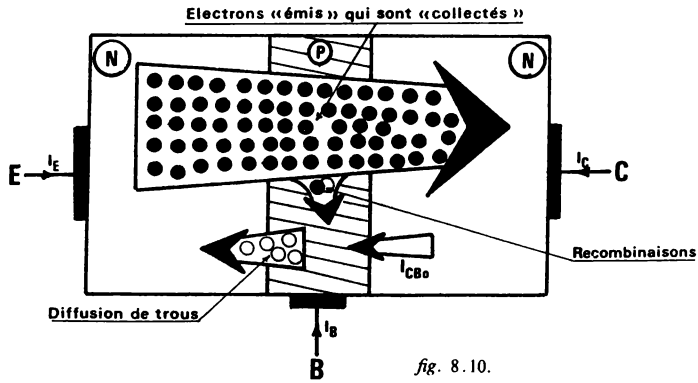


fig. 8.10.

8.2.3. Relations fondamentales

L'interprétation précédente nous permet de déduire que :

- le courant d'émetteur est constitué du courant de diffusion d'électrons de l'émetteur vers la base et du courant de diffusion de trous de la base vers l'émetteur (ce dernier, en raison du faible dopage de la base, étant beaucoup plus faible que le précédent),
- le courant de collecteur est constitué du courant d'électrons accélérés à travers la jonction collecteur-base augmenté du courant inverse à émetteur ouvert I_{CB0}.

Compte tenu des orientations des courants d'émetteur et de collecteur, on peut écrire

$$\boxed{I_C = -\alpha_0 . I_E + I_{CB0}\,,} \quad \text{avec} \quad \alpha_0 \approx 1\,.$$

Par ailleurs

$$\boxed{I_C + I_E + I_B = 0\,.}$$

Il vient alors, en remplaçant $-I_E$ par $I_C + I_B$,

$$I_C = \frac{\alpha_0 . I_B}{1 - \alpha_0} + \frac{I_{CB0}}{1 - \alpha_0}\,.$$

Si l'on pose $\boxed{\beta_0 = \dfrac{\alpha_0}{1 - \alpha_0}\,,}$ on en déduit $\beta_0 + 1 = \dfrac{1}{1 - \alpha_0}\,.$

La relation $I_C = f(I_B, I_{CB0})$ s'écrit alors

$$\boxed{I_C = \beta_0 . I_B + (\beta_0 + 1)\, I_{CB0}\,.}$$

Or, lorsque $I_B = 0$, le courant I_C est égal au courant I_{CE0} (courant de fuite à base ouverte). La relation précédente peut donc aussi s'écrire :

$$\boxed{I_C = \beta_0\, I_B + I_{CE0}\,,} \quad \text{avec} \quad \boxed{I_{CE0} = (\beta_0 + 1)\, I_{CB0}\,.}$$

Remarques.

1. On retrouve le résultat expérimental I_{CE0} très supérieur à I_{CB0} vu au paragraphe 8.1.2.
2. Dans l'étude expérimentale précédente, $\alpha_0 = 0{,}99$. On en déduit $\beta_0 = 99$.

8.3. Réseaux de caractéristiques

Déterminer l'état de fonctionnement d'un transistor bipolaire nécessite la connaissance de six variables :

- **trois courants :** I_B, I_E, I_C ;
- **trois tensions :** V_{CE}, V_{BE}, V_{CB}.

Quels que soient les types de montage étudiés, ces six variables sont liées par deux relations :

$$\begin{aligned} I_B + I_E + I_C &= 0 , \\ V_{CE} + V_{EB} + V_{BC} &= 0 . \end{aligned}$$

Il reste donc à trouver quatre relations.

8.3.1. Montage base commune (*fig.* 8.11)

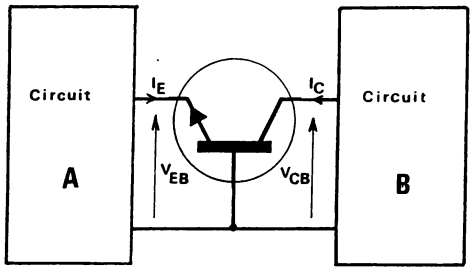


fig. 8.11.

Dans ce montage apparaissent quatre variables principales :

- *côté entrée* : le courant I_E et la tension V_{EB},
- *côté sortie* : le courant I_C et la tension V_{CB}.

Les variables d'entrée sont liées par une relation due au circuit A.

Les variables de sortie sont liées par une relation due au circuit B.

Ces deux relations seront exprimées dans le chapitre 9.

Les deux dernières relations qui lient les variables principales sont représentées par des réseaux de courbes appelés **réseaux de caractéristiques du transistor.**

Dans le cas du montage base commune, ce réseau de caractéristiques est formé des courbes représentatives des fonctions :

$$\begin{aligned} I_C &= F_1(I_E, V_{CB}) , \\ V_{EB} &= F_2(I_E, V_{CB}) . \end{aligned}$$

Les graphes de ces fonctions de deux variables ne peuvent être tracés que si l'on fixe l'une d'entre elles :

- I_E fixé :

$I_C = F_{11}(V_{CB})$, *réseau des caractéristiques de sortie* ,

$V_{EB} = F_{21}(V_{CB})$, *réseau des caractéristiques de transfert en tension* ;

- V_{CB} fixé :

$I_C = F_{12}(I_E)$, *réseau des caractéristiques de transfert en courant* ,

$V_{EB} = F_{22}(I_E)$, *réseau des caractéristiques d'entrée* .

a) Réseau des caractéristiques de sortie $I_C = F_{11}(V_{CB})$

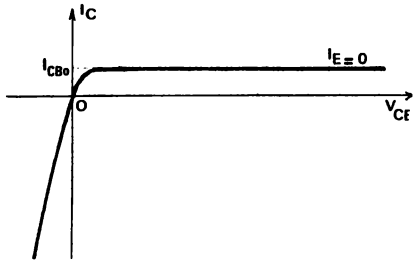


fig. 8.12.

Etudions d'abord la caractéristique $I_C(V_{CB})$ pour $I_E = 0$. On retrouve la caractéristique d'une jonction P-N (*fig.* 8.12).

Or, en fonctionnement normal, la jonction collecteur-base est polarisée en inverse, c'est-à-dire avec V_{CB} positif pour un transistor NPN.

La relation $I_C(V_{CB})$ s'écrit donc

$$I_C = -I_{CBO}\left[\exp\left(-\frac{eV_{CB}}{kT}\right) - 1\right] \approx I_{CBO}$$

(*cf.* 5.4 pour conventions de signe), et seule la partie de caractéristique contenue dans le premier quadrant constitue la caractéristique de sortie en fonctionnement normal.

Si I_E est différent de zéro (négatif en fonctionnement normal, dans le cas d'un transistor NPN), un courant $-\alpha_0 I_E$ vient se superposer au précédent, il y a translation de la courbe précédente (*fig.* 8.13).

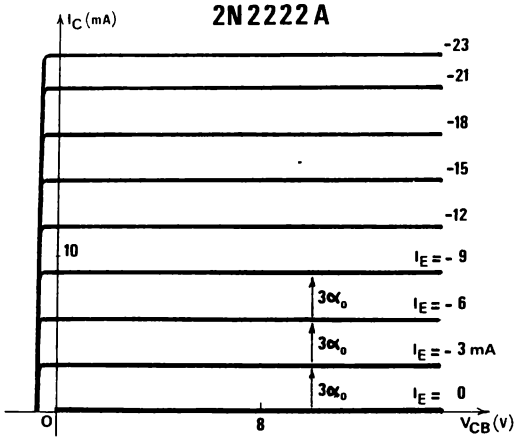


fig. 8.13.

Remarques.

1. On vient de voir que ces caractéristiques sont pratiquement horizontales. En fait, I_{CBO} dépend de V_{CB} et il en résulte une *légère pente positive des caractéristiques.*

On peut traduire l'allure des caractéristiques par la relation suivante :

$$I_C = -\alpha_0 I_E + I_{CBO} + \frac{V_{CB}}{r_c}, \qquad (1)$$

où r_c a la dimension d'une résistance de l'ordre du mégohm.

2. *Cas particulier du deuxième quadrant.* — Dans le deuxième quadrant, on constate que la jonction collecteur-base est polarisée en direct alors que le courant collecteur a même sens qu'en fonctionnement normal.

On désigne ce régime de fonctionnement sous le nom de **fonctionnement saturé.**

b) Réseau des caractéristiques de transfert en courant $I_C = F_{12}(I_E)$

La relation (1) du paragraphe précédent montre que le réseau des caractéristiques de transfert en courant est constitué par un ensemble de droites parallèles, de pente $-\alpha_0$, et se déduisant les unes des autres par translation d'une quantité $\frac{V_{CB}}{r_c}$. En fait, cette quantité est extrêmement faible et *toutes les droites sont pratiquement confondues en une seule, de pente* $-\alpha_0$ *et d'ordonnée à l'origine* I_{CB0} (*fig.* 8.14).

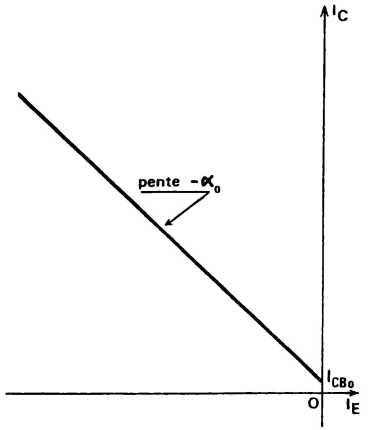


fig. 8.14.

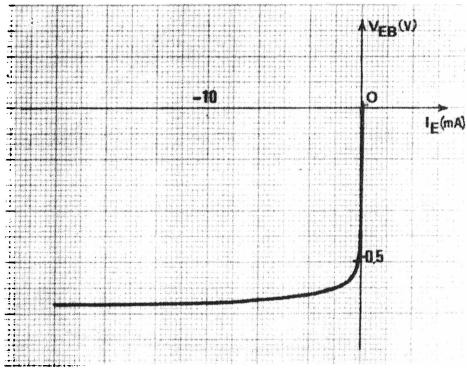


fig. 8.15.

c) Réseau des caractéristiques d'entrée $V_{EB} = F_{22}(I_E)$

Les caractéristiques d'entrée représentent celles de la jonction émetteur-base. Il en résulte une croissance exponentielle du courant I_E en fonction de V_{EB}.

L'influence de V_{CB} sur la tension d'entrée étant négligeable, *toutes les caractéristiques sont pratiquement confondues* (*fig.* 8.15).

d) Réseau des caractéristiques de transfert en tension $V_{EB} = F_{21}(V_{CB})$

En raison de la faible influence de la tension V_{CB} sur la tension V_{EB}, *les caractéristiques sont quasi horizontales.*

Par ailleurs, au-delà du seuil de conduction de la jonction émetteur-base, le courant I_E croît exponentiellement, ce qui entraîne $V_{EB} \approx$ Cte pour tout I_E.

Les caractéristiques sont pratiquement confondues (*fig.* 8.16).

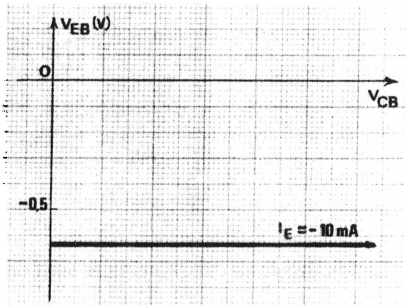


fig. 8.16.

Dans la pratique, on résume l'ensemble des réseaux de caractéristiques dans un **repère unique :**

premier quadrant : réseau de sortie,
deuxième quadrant : réseau de transfert en courant,
troisième quadrant : réseau d'entrée,
quatrième quadrant : réseau de transfert en tension (*fig.* 8.17).

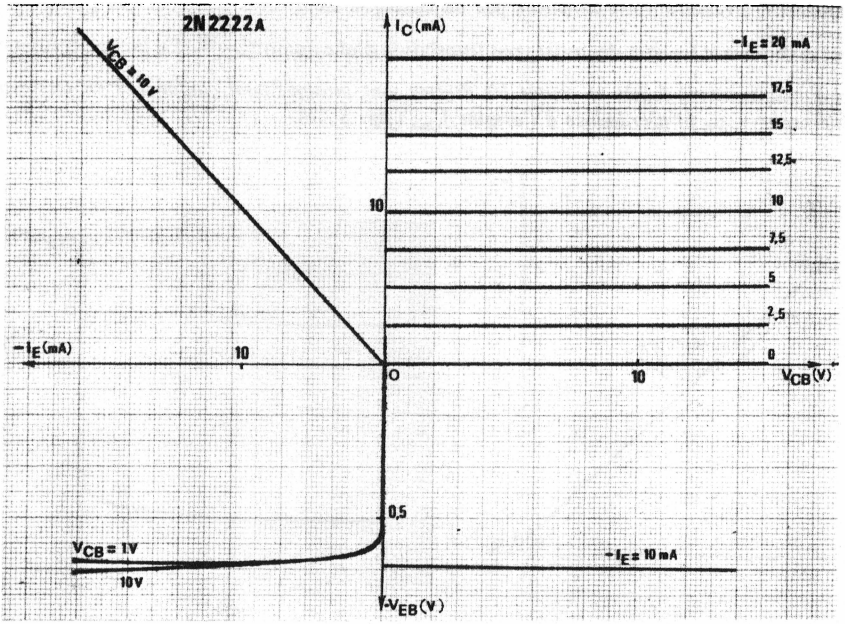


fig. 8.17.

8.3.2. Montage émetteur commun

Envisageons maintenant le montage le plus courant : le montage émetteur commun (*fig.* 8.18).

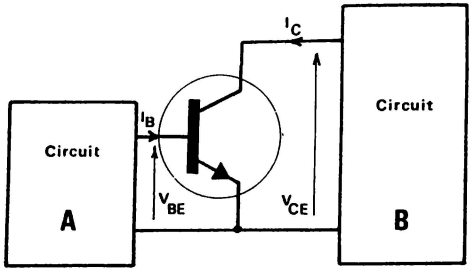


fig. 8.18.

Les quatre variables principales sont dans ce cas :

- *côté entrée* : le courant I_B et la tension V_{BE},
- *côté sortie* : le courant I_C et la tension V_{CE}.

Le réseau de caractéristiques est ici constitué par les courbes représentatives des fonctions :

$$\begin{aligned} I_C &= G_1(I_B, V_{CE}), \\ V_{BE} &= G_2(I_B, V_{CE}). \end{aligned}$$

a) **Réseau des caractéristiques de sortie $I_C = G_{11}(V_{CE})$, paramètre I_B**

La relation (1) établie au paragraphe précédent s'écrit, en remplaçant $-I_E$ par $I_C + I_B$:

$$I_C = \frac{\alpha_0}{1-\alpha_0} I_B + \frac{I_{CB0}}{1-\alpha_0} + \frac{V_{CB}}{r_c(1-\alpha_0)}.$$

Or, $V_{CB} = V_{CE} + V_{EB}$. Si V_{EB} est négligeable devant V_{CE} (ce qui est le cas pour une grande plage de fonctionnement), on en déduit la relation qui lie I_C, I_B et V_{CE} :

$$I_C = \beta_0 I_B + I_{CE0} + \frac{V_{CE}}{r_c(1-\alpha_0)}. \qquad (2)$$

Les caractéristiques sont approximativement équidistantes pour des accroissements égaux du paramètre I_B (translation de la quantité $\beta_0 I_B$).

Elles présentent une pente beaucoup plus importante que pour le montage base commune. Compte tenu de l'ordre de grandeur de α_0 (0,9 à 0,99), cette pente est de 10 à 100 fois plus grande qu'en base commune (*fig.* 8.19).

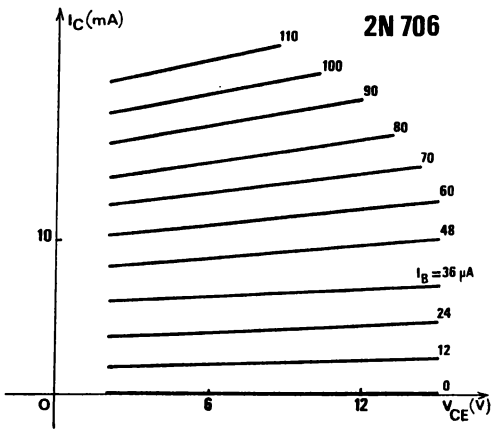
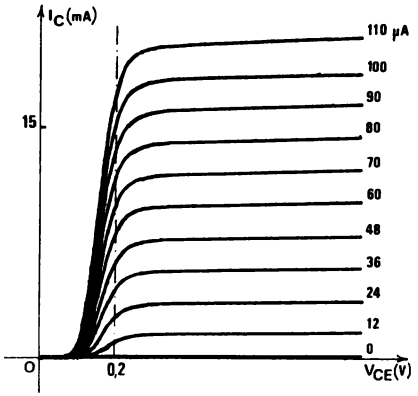


fig. 8.19.

Remarques.

1.- *Région* V_{CE} *faible* : **saturation** (*fig.* 8.20).
L'approximation précédente (V_{EB} négligeable devant V_{CE}) n'est plus valable.



On observe alors un changement brutal de pente des caractéristiques. Celles-ci sont pratiquement confondues quel que soit le courant I_B : le transistor passe en régime de saturation.

Dans cette région, **I_C est fonction linéaire de V_{CE}** : le transistor se comporte comme une résistance.

On retrouve le résultat de la remarque 2 du paragraphe 8.3.1. En effet, dans cette zone, $V_{CB} = V_{CE} + V_{EB} \approx 0{,}2 - 0{,}6 = -0{,}4$ V, la jonction collecteur-base est polarisée en direct.

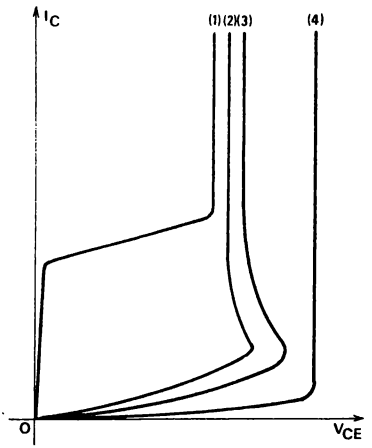
fig. 8.20.

2. *Région V_{CE} importante* : **claquage** (*fig.* 8.21).

Pour de fortes tensions collecteur-émetteur, le courant collecteur croît brutalement.

La courbe (4) représente la caractéristique inverse de la jonction collecteur-base. Elle est analogue à celle d'une jonction P-N.

Lorsque l'émetteur n'est pas « en l'air », le phénomène de claquage est plus complexe. De façon générale, on peut admettre que la tenue en inverse de la jonction collecteur-base est d'autant meilleure que la jonction émetteur-base est plus polarisée en inverse.



Légende :
(1) Fonctionnement normal
(2) Fonctionnement base « en l'air »
(3) Fonctionnement V_{BE} négatif
(4) Fonctionnement émetteur ouvert

fig. 8.21.

***b*) Réseau des caractéristiques de transfert en courant $I_C = G_{12}(I_B)$, paramètre V_{CE}**

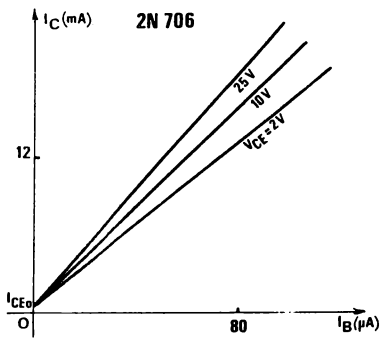


fig. 8.22.

Pour V_{CE} faible, I_C est pratiquement indépendant de I_B : les caractéristiques se réduisent à des horizontales.

Pour V_{CE} important, la relation (2) nous montre que le réseau de transfert en courant est constitué par un ensemble de droites, de pente β_0, qui se déduisent les unes des autres par translation de la quantité (relativement faible) $\dfrac{V_{CE}}{r_c(1-\alpha_0)}$.

En fait, β_0 est légèrement fonction de V_{CE}. Ceci se traduit dans le plan (I_C ; I_B) par un **éventail de droites d'ordonnée à l'origine I_{CE0}** (*fig.* 8.22).

Remarque : *Cas des transistors de puissance.* — Le coefficient β_0 est fonction croissante de V_{CE} et décroissante de I_B. Il en résulte une courbure plus importante des caractéristiques lorsque le courant I_B augmente (*fig.* 8.23).

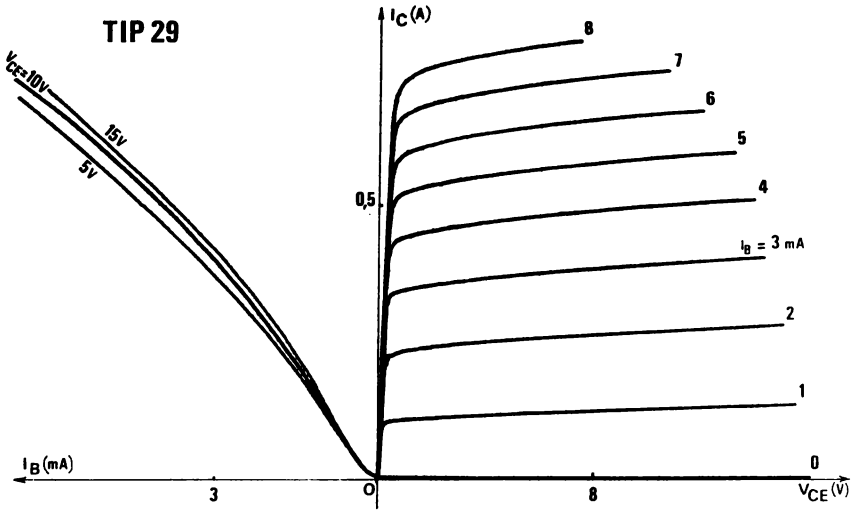


fig. 8.23.

c) **Réseau des caractéristiques d'entrée $V_{BE} = G_{22}(I_B)$, paramètre V_{CE}** (*fig.* 8.24)

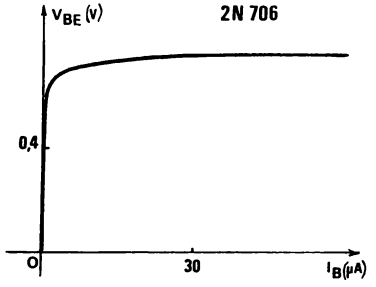


fig. 8.24.

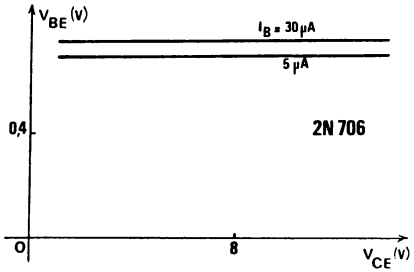


fig. 8.25.

L'allure des caractéristiques (très voisines les unes des autres) **est celle d'une diode** dont la tension de seuil est de 0,6 V pour un transistor au silicium et de 0,2 V pour un transistor au germanium.

d) **Réseau des caractéristiques de transfert en tension $V_{BE} = G_{21}(V_{CE})$, paramètre I_B** (*fig.* 8.25)

Par suite de la faible influence de la tension de sortie sur la tension d'entrée, **les caractéristiques de transfert sont presque horizontales** (les fabricants ne fournissent d'ailleurs jamais ces caractéristiques).

8.3.3. Influence de la température

On a vu, dans la jonction P-N, qu'**une élévation de température** entraîne un accroissement du nombre de porteurs minoritaires. Dans le cas du transistor bipolaire, ceci **se traduira par un accroissement du courant I_{CBO}**.

La caractéristique d'entrée, en fonctionnement normal, est celle d'une jonction polarisée en direct. Un accroissement de température entraîne donc une élévation du courant I_E (ou I_B dans le montage émetteur commun) et un déplacement de la caractéristique comme l'indique la *figure* 8.26.

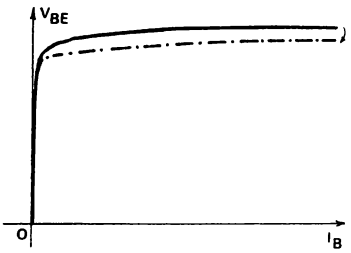


fig. 8.26.

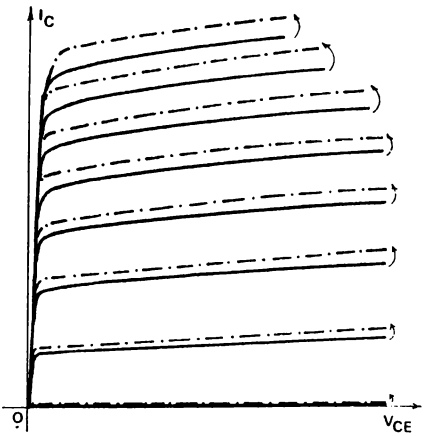


fig. 8.27.

Dans le réseau de sortie, nous allons voir que la température peut avoir des effets néfastes, en particulier, dans le montage émetteur commun.

Montage base commune

$$I_C = - \alpha_0 I_E + I_{CBO} .$$

Un accroissement de température entraîne un accroissement de I_{CBO} qui reste cependant généralement négligeable devant le courant collecteur I_C.

Montage émetteur commun

$$I_C = \beta_0 I_B + (\beta_0 + 1) I_{CBO}.$$

Dans ce cas, l'accroissement de I_{CBO} est multiplié par la quantité $(\beta_0 + 1)$. Il en résulte un accroissement non négligeable de I_C et un déplacement des caractéristiques comme l'indique la *figure* 8.27.

Mais, un accroissement du courant I_C entraîne un échauffement du transistor, donc une nouvelle élévation de température, donc un nouvel accroissement de courant, etc. Dans certains cas, cet effet cumulatif produit « **l'emballement thermique** » et la destruction du transistor. Il sera donc nécessaire, dans les montages émetteur commun, d'envisager des dispositifs de stabilisation thermique afin de maintenir le transistor à une température de fonctionnement sensiblement constante.

Remarque. — Le courant I_{CB0} double approximativement tous les 6 °C pour le silicium et tous les 10 °C pour le germanium.

L'accroissement est plus rapide pour le silicium, mais aux très basses températures, I_{CB0} pour le silicium est très nettement inférieur à celui du germanium. Cette propriété explique la possibilité d'utiliser les transistors au silicium jusqu'à 200 °C, alors que la température de fonctionnement des transistors au germanium ne peut dépasser 100 °C. Cette sensibilité à la température est la raison de l'abandon progressif, à l'heure actuelle, des transistors au germanium.

M.8. Mesures de laboratoire

M.8.1. Relevé du réseau de caractéristiques en émetteur commun

M.8.1.1. Montage expérimental (*fig.* M.8.1)

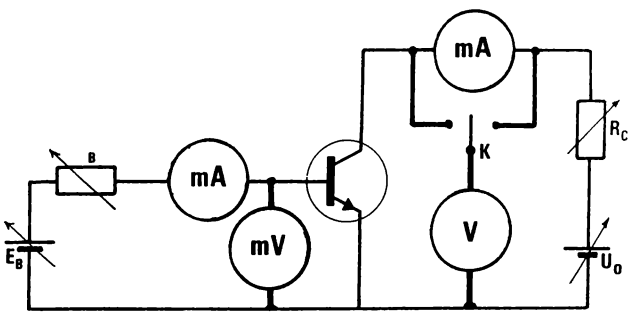


fig. M.8.1.

M.8.1.2. Mode opératoire

Le problème essentiel réside dans la stabilisation thermique du montage.

Un procédé commode consiste à *stabiliser le système par la résistance de charge* R_C.

La puissance dissipée dans le transistor vaut :

$$P_T = V_{CE} I_C = (U_0 - R_C I_C) I_C .$$

Cette puissance passe par un maximum pour $I_C = \frac{U_0}{2 R_C}$ et vaut $P_{Tmax} = \frac{U_0^2}{4 R_C}$ (*fig.* M.8.2). La tension V_{CE} vaut alors $\frac{U_0}{2}$.

Si les variations de I_C sont faibles, la puissance dissipée est pratiquement constante et vaut P_{Tmax}.

En cas de variations importantes de I_C, la puissance dissipée décroît et aucun emballement thermique n'est à craindre.

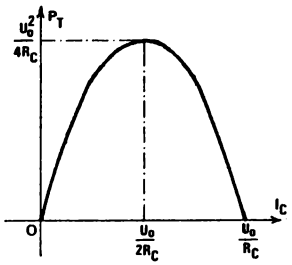


fig. M.8.2.

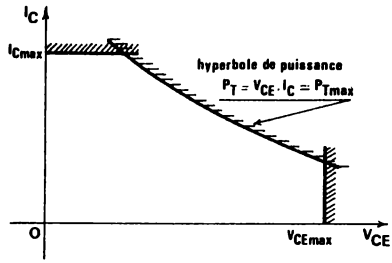


fig. M.8.3.

Lors de la manipulation, on s'efforcera de maintenir V_{CE} à la valeur $\frac{U_0}{2}$ en agissant sur R_C et U_0 lorsque le courant I_C commencera à devenir important.

Important : ne pas oublier de respecter les valeurs limites d'utilisation du transistor : P_{Tmax}, V_{CEmax}, I_{Cmax}. Pour cela, on délimitera à l'aide de hachures la partie utile du premier quadrant (*fig.* M.8.3).

Pour le tracé du réseau de sortie, suivant les valeurs de V_{CE}, on choisira le montage adapté soit à la mesure des faibles résistances (région de saturation), soit à la mesure de grandes résistances (V_{CE} supérieur à un volt).

M.8.1.3. Résultats (*fig.* M.8.4)

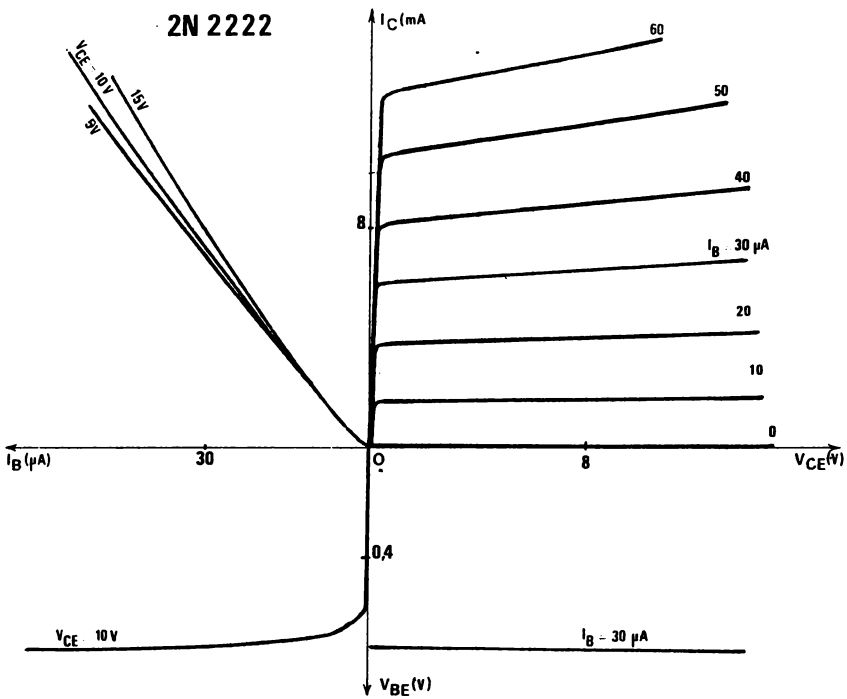


fig. M.8.4.

E.8. Exercices

Exercices d'application

E.8.1

Montage Darlington (*fig.* E.8.1).

Les transistors T′ et T″ ont respectivement les paramètres (β'_0 ; I'_{CBO}) et (β''_0 ; I''_{CBO}).

Calculer les paramètres β_0 et I_{CBO} du transistor équivalent.

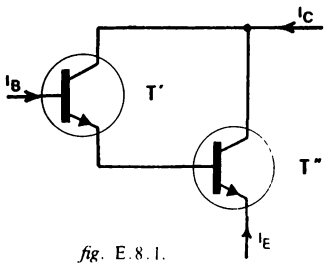


fig. E.8.1.

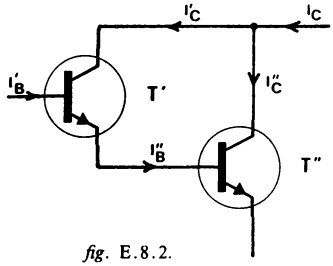


fig. E.8.2.

Solution :

Les relations établies au paragraphe 8.2.3 permettent d'écrire

$$I'_C = \beta'_0 I'_B + (\beta'_0 + 1) I'_{CBO}, \qquad (1)$$

$$I''_C = \beta''_0 I''_B + (\beta''_0 + 1) I''_{CBO} \quad (\textit{fig.}\ \text{E.8.2}). \qquad (2)$$

Or,

$$I_C = I'_C + I''_C ;$$
$$I_B = I'_B ;$$
$$I''_B = I'_B + I'_C .$$

Remplaçons I''_B par sa valeur dans la relation (2) :

$$I''_C = \beta''_0(I'_B + I'_C) + (\beta''_0 + 1) I''_{CBO} .$$

Or, I'_C s'exprime en fonction de I'_B d'après la relation (1), il vient alors

$$I''_C = \beta''_0 I'_B + \beta''_0[\beta'_0 I'_B + (\beta'_0 + 1) I'_{CBO}] + (\beta''_0 + 1) I''_{CBO} . \qquad (3)$$

Ajoutons membre à membre les relations (1) et (3) :

$$I'_C + I''_C = (\beta'_0 + \beta''_0 + \beta'_0 \beta''_0) I'_B + (\beta'_0 + 1)(\beta''_0 + 1) I'_{CBO} + (\beta''_0 + 1) I''_{CBO} .$$

En remarquant que $I_B = I'_B$ et $I_C = I'_C + I''_C$, on en déduit les paramètres du transistor équivalent :

$$\boxed{\begin{aligned} \beta_0 &= \beta'_0 + \beta''_0 + \beta'_0 \beta''_0 , \\ I_{CBO} &= (\beta''_0 + 1)[I''_{CBO} + (\beta'_0 + 1) I'_{CBO}] . \end{aligned}}$$

E.8.2

Détermination du réseau de transfert en courant (montage émetteur commun) *à partir du réseau de sortie.*

Le transistor proposé présente le réseau de sortie de la *figure* E.8.3.

Tracer à partir de ce réseau le réseau de transfert en courant pour V_{CE} = 1 V, 8 V et 15 V.

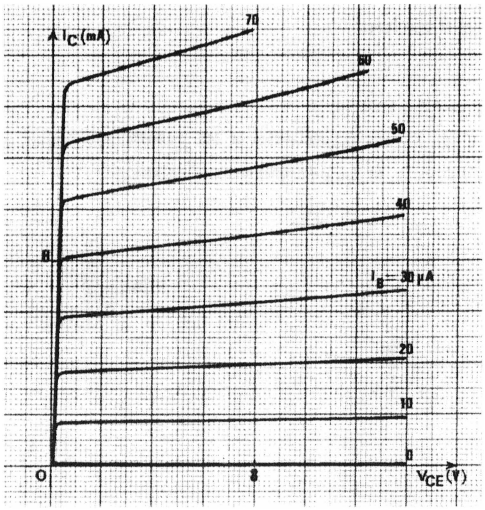


fig. E.8.3.

Solution :

Le réseau de transfert en courant est constitué par l'ensemble des graphes des fonctions $I_C(I_B)$ à V_{CE} = Cte.

V_{CE} = Cte = V_{CE0} se traduit dans le réseau de sortie par une droite (Δ) parallèle à l'axe des courants I_C (*fig.* E.8.4).

Soit un point S_0 appartenant à cette droite. Ce point correspond à un courant I_{C0} (valeur lue sur l'axe des ordonnées) et à un courant I_{B0} (valeur lue sur la caractéristique de sortie passant par S_0).

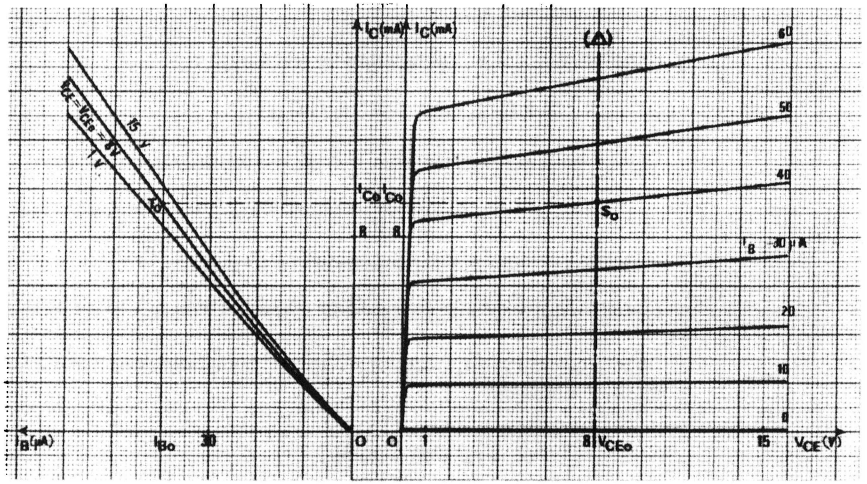


fig. E.8.4.

Ces valeurs portées dans le repère (I_C ; I_B) nous fournissent le point correspondant T_0 de la caractéristique de transfert pour $V_{CE} = V_{CEO}$.

Cette opération, répétée pour l'ensemble des points d'intersection de la droite (Δ) avec les caractéristiques de sortie, nous permet de tracer la caractéristique $I_C = f(I_B)$ pour $V_{CE} = V_{CEO}$.

La précédente construction effectuée pour V_{CE} ayant pour valeurs respectives 1 V, 8 V, 15 V conduit au réseau de transfert de la *figure* E.8.4.

Exercices de synthèse

E.8.3

Déterminer la relation entre les courants du montage collecteur commun (*fig.* E.8.5) en fonction

a) des paramètres β_0 et I_{CEO} (émetteur commun),

b) des paramètres α_0 et I_{CBO} (base commune).

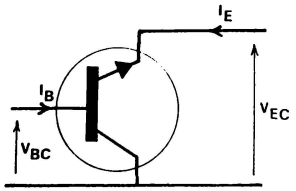


fig. E.8.5.

E.8.4

Déterminer le réseau de caractéristiques en collecteur commun (*fig.* E.8.5) d'un transistor dont on donne le réseau en émetteur commun (*fig.* E.8.6).

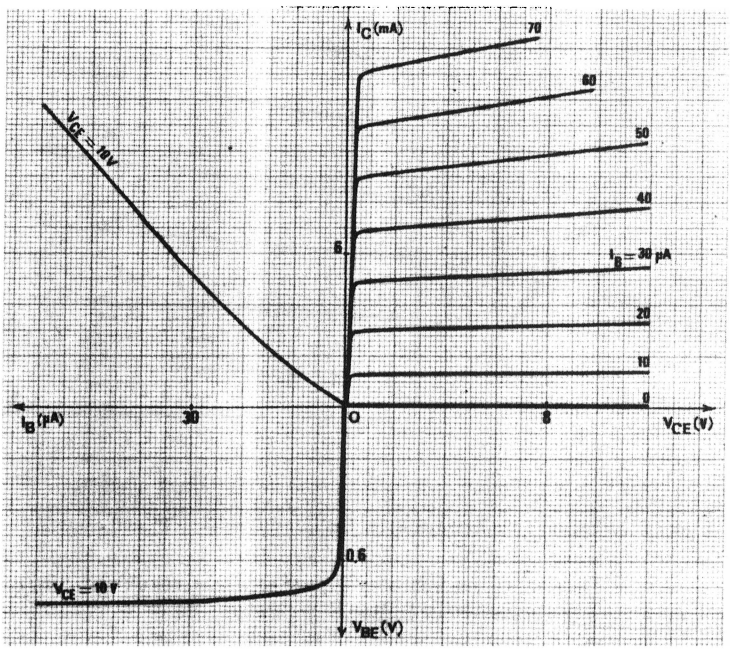


fig. E.8.6.

E.8.5

Etant donné le montage de la *figure* E.8.7, le réseau d'entrée des transistors est idéalisé par une droite $V_{BE} = 0{,}6$ V = Cte (*fig.* E.8.8).

Les transistors T′ et T″ sont caractérisés par les paramètres suivants :

(T′) $\beta'_0 = 300$; $I'_{CBO} = 10^{-3}$ mA ;

(T″) $\beta''_0 = 20$; $I''_{CBO} = 1$ mA .

On donne par ailleurs $U_b = 10$ V ; $U_0 = 15$ V ; $R_B = 100$ kΩ ; $R_C = 4$ Ω.

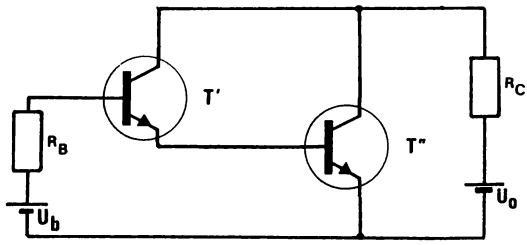


fig. E.8.7.

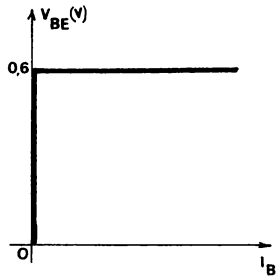


fig. E.8.8.

a) Calculer la valeur algébrique de tous les courants.
b) Calculer la valeur algébrique de toutes les tensions.
c) Déterminer la nature et les paramètres du transistor équivalent.

E.8.6

Etant donné le montage de la *figure* E.8.9, les transistors T′ et T″ ont respectivement pour paramètres (β'_0 ; I'_{CE0}) et (β''_0 ; I''_{CE0}).

Déterminer le type et les paramètres (β_0 ; I_{CE0}) du transistor équivalent.

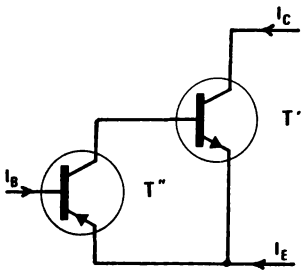


fig. E.8.9.

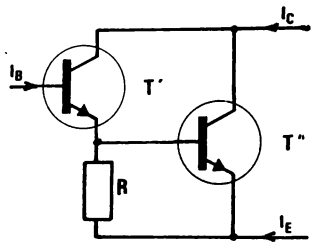


fig. E.8.10.

E.8.7

Soit le montage Darlington de la *figure* E.8.10. Les transistors T′ et T″ sont caractérisés par les paramètres respectifs (β'_0 ; I'_{CE0}) et (β''_0 ; I''_{CE0}).

En admettant que la tension V_{BE} du transistor T″ reste constante, calculer la résistance R qui permet de supprimer l'influence des courants de fuite.

Application numérique : $\beta''_0 = 20$; $I'_{CE0} = 0{,}1$ mA ; $I''_{CE0} = 2{,}9$ mA ; $V''_{BE} = 0{,}5$ V.

Réponse : R = 2 kΩ.

E.8.8

Etant donné le montage de la *figure* E.8.11, les transistors T′ et T″ sont caractérisés par les paramètres (β'_0 ; I'_{CE0}) et (α''_0 ; I''_{CB0}).

Déterminer la nature et les paramètres (β_0 ; I_{CE0}) du « transistor » équivalent.

Quel est le rôle de la résistance R ?

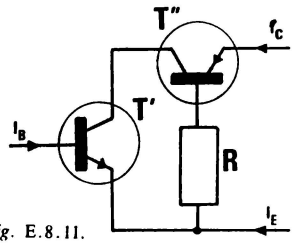


fig. E.8.11.

Réponses : $\beta_0 = \dfrac{\beta'_0}{\alpha''_0}$; $I_{CE0} = \dfrac{I'_{CE0} + I''_{CB0}}{\alpha''_0}$.

E.8.9

Soit le montage de la *figure* E.8.12. Le réseau de caractéristiques d'entrée est idéalisé par une droite (*fig.* E.8.8).

Le réseau des caractéristiques de sortie est donné par la *figure* E.8.13.

Déterminer les courants et tensions du montage.

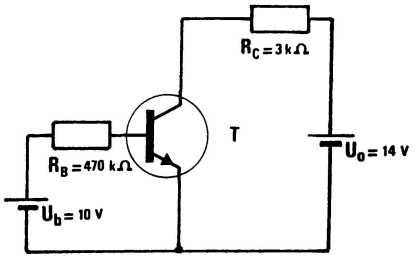


fig. E.8.12.

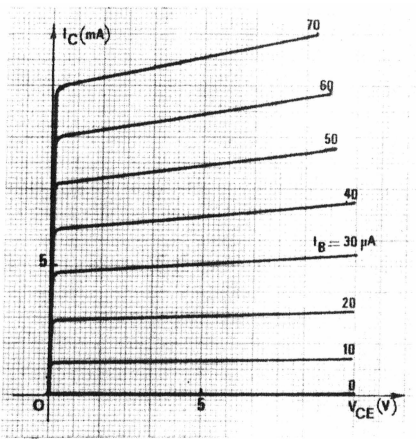


fig. E.8.13.

E.8.10

Soit le montage de la *figure* E.8.14. Le réseau de caractéristiques d'entrée est idéalisé par une droite (*fig.* E.8.8).

Le transistor est caractérisé par les paramètres :

$\beta_0 = 100$; $I_{CB0} = 0{,}01$ mA .

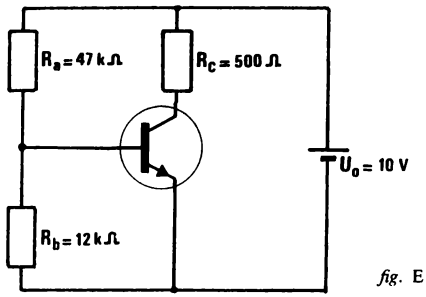


fig. E.8.14.

Déterminer les courants et tensions du montage.

Réponses : $I_B = 0{,}15$ mA ; $I_C = 16$ mA ; $V_{CE} = 2$ V.

E.8.11

Régulateur de courant (*fig.* E.8.15).

Le réseau de caractéristiques d'entrée du transistor est idéalisé par une droite (*fig.* E.8.8).
Le transistor est, d'autre part, caractérisé par ses paramètres $\beta_0 = 100$ et $I_{CB0} = 0$.
La caractéristique inverse de la diode Zener est idéalisée par une droite $U_z = 6{,}6$ V.

a) Montrer que le courant dans R_C est constant. Quelle est sa valeur ?
b) Si l'on admet que le transistor est saturé pour $V_{CE} = 0$, quelles sont les valeurs limites de R_C pour que le montage fonctionne en régulateur de courant ?

Réponses : *a*) $I_C \approx 3$ mA. *b*) $R_{Cmin} = 0$; $R_{Cmax} = 3$ kΩ.

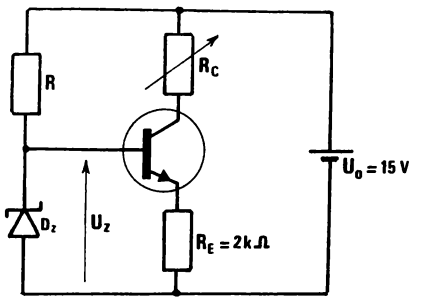


fig. E.8.15.

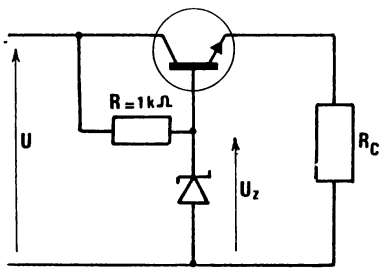


fig. E.8.16.

E.8.12

Régulateur de tension (*fig.* E.8.16)

Le réseau de caractéristiques d'entrée du transistor est idéalisé par une droite $V_{BE} = 0{,}6$ V (*fig.* E.8.8).
La caractéristique inverse de la diode Zener est idéalisée par une droite $U_z = 6{,}6$ V.

a) Quelle est la tension aux bornes de R_C ?
b) Les limites de fonctionnement des éléments sont
- diode Zener : $P_{Zmax} = 330$ mW ;
- transistor : $P_{Tmax} = 2$ W ; $I_{Cmax} = 1$ A ; $V_{CEmax} = 25$ V.

Quelle est la valeur minimale de R_C ?
Quelles sont les valeurs limites de U pour que le régulateur fonctionne correctement ?
Que deviennent ces valeurs limites lorsque R = 100 Ω ?

Réponses : *a*) $U_{R_C} = 6$ V. *b*) $R_{Cmin} = 6\,\Omega$; $U_{min} = 6{,}6$ V ; $U_{max} = 31$ V ; $U_{min} = 6{,}6$ V ; $U_{max} = 11{,}6$ V.

Chapitre 9

Le transistor en régime continu : polarisation

Le but de ce chapitre est de déterminer le point de fonctionnement en régime continu, appelé **point de repos,** d'un montage à transistor, à l'aide des réseaux de caractéristiques.

9.1. Recherche du point de repos

Soit le montage à transistor de la *figure* 9.1. Les circuits d'entrée et de sortie sont appelés **circuits de polarisation.**

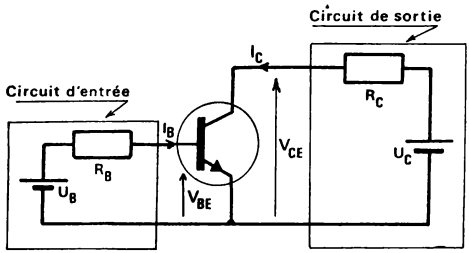


fig. 9.1.

Connaître l'état de fonctionnement de ce système exige de déterminer les quatre variables (I_B, V_{BE}, I_C, V_{CE}), donc d'établir un système de quatre équations.

Deux relations entre I_B et V_{BE} sont fournies :

- par le circuit d'entrée,
- par le réseau des caractéristiques d'entrée du transistor.

Deux relations entre I_C et V_{CE} nous sont données :

- par le circuit de sortie,
- par le réseau des caractéristiques de sortie du transistor.

9.1.1. Droite d'attaque statique

La loi des mailles appliquée au circuit d'entrée entraîne

$$\boxed{V_{BE} = U_B - R_B \; I_B \,.} \qquad (1)$$

Dans le plan (I_B ; V_{BE}), cette relation est l'équation d'une droite qui passe par les points :

$$\begin{cases} I_B = 0 ; & V_{BE} = U_B \; ; \\ V_{BE} = 0 ; & I_B = \dfrac{U_B}{R_B} \end{cases} \quad (\textit{fig.}\ 9.2).$$

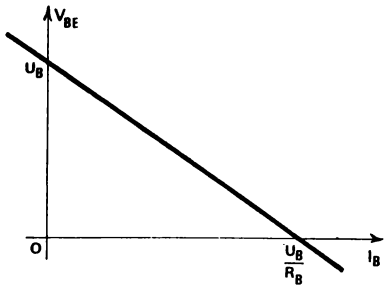


fig. 9.2.

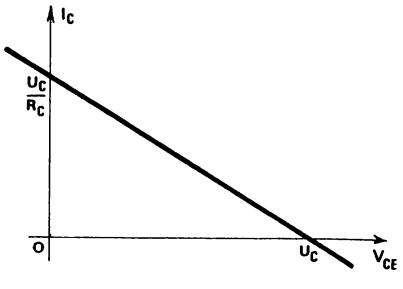


fig. 9.3.

Cette droite qui représente le lieu des points de fonctionnement du circuit d'entrée est appelée **droite d'attaque statique.**

9.1.2. Droite de charge statique

La loi des mailles appliquée au circuit de sortie entraîne

$$V_{CE} = U_C - R_C I_C . \qquad (2)$$

Dans le plan (I_C ; V_{CE}), cette relation est l'équation d'une droite qui passe par les points :

$$\begin{cases} I_C = 0 ; & V_{CE} = U_C ; \\ V_{CE} = 0 ; & I_C = \dfrac{U_C}{R_C} \end{cases} \quad (\textit{fig.}\ 9.3).$$

Cette droite qui représente le lieu des points de fonctionnement du circuit de sortie est appelée **droite de charge statique.**

9.1.3. Caractéristique de transfert en charge

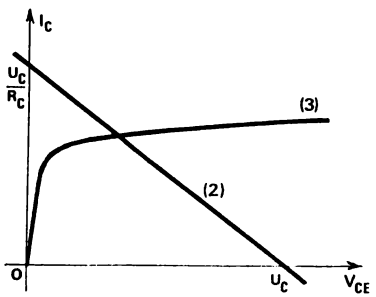


fig. 9.4.

Nous venons de voir que la droite de charge statique constitue l'ensemble des points de fonctionnement du circuit de sortie.

Or, les grandeurs I_C et V_{CE} sont liées au niveau du transistor par le réseau des caractéristiques de sortie

$$I_C = f(V_{CE}) . \qquad (3)$$

Le point de repos à la sortie est donc solution de l'équation (2) et de la relation (3). Il est donc situé à l'intersection des deux courbes représentatives de ces équations (*cf.* M.4.1) (*fig.* 9.4).

Dans le cas du transistor bipolaire, le graphe de la relation (3) n'est pas une courbe unique mais un réseau de courbes paramétrées par le courant I_B (*cf.* 8.3.2).

Il en résulte une infinité de points de fonctionnement dépendant du courant I_B.

Pour déterminer le point de repos, unique, du montage, nous allons donc établir *le lieu* $I_C = g(I_B)$ *des points de fonctionnement*, afin de connaître la relation qui lie courant d'entrée et courant de sortie.

Ce lieu *est appelé* **caractéristique de transfert en charge du montage.**

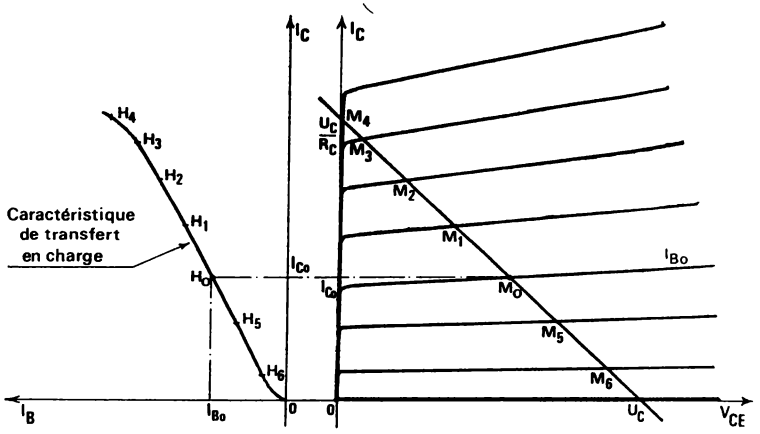


fig. 9.5.

Supposons que le point de fonctionnement à la sortie soit en M_0, intersection de la droite de charge statique avec la caractéristique $I_C = f(V_{CE})$ pour une valeur I_{B0} du courant I_B. L'ordonnée de ce point, lue dans le repère, nous fournit la valeur I_{C0} du courant I_C (*fig.* 9.5).

Les valeurs I_{C0} et I_{B0} portées dans le système d'axes (I_C ; I_B) donnent le point H_0 de la caractéristique de transfert en charge.

L'opération répétée pour les couples de points (M_1 ; H_1), (M_2 ; H_2), (M_3 ; H_3), ... permet de tracer la caractéristique de transfert en charge du montage.

9.1.4. Détermination du point de repos

Le point de repos à l'entrée est solution de l'équation (1) et de la relation $V_{BE} = h(I_B)$ représentée dans le plan (V_{BE} ; I_B) par le réseau des caractéristiques d'entrée.

On a vu (*cf.* 8.3.2) que ce réseau se résume à une caractéristique moyenne quelle que soit la valeur de la tension V_{CE}.

Le point de repos E_0 à l'entrée est situé à l'intersection des deux courbes représentatives des deux relations :

$$\begin{cases} V_{BE} = U_B - R_B I_B , \\ V_{BE} = h(I_B) \end{cases} \qquad (\textit{fig.}\ 9.6).$$

Les projections de E_0 sur chacun des axes fournissent les valeurs I_{B0} et V_{BE0} des courant et tension d'entrée.

La valeur I_{B0}, dans le plan (I_C ; I_B), permet de connaître le point T_0 de fonctionnement sur la caractéristique de transfert en charge (*fig.* 9.6).

L'ordonnée de T_0 nous donne la valeur I_{C0} du courant de sortie.

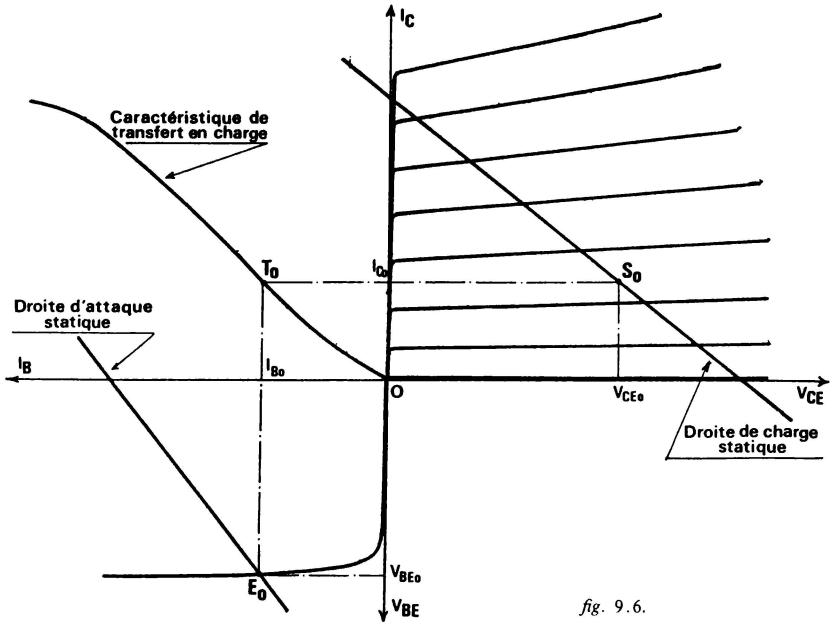


fig. 9.6.

Le courant de sortie étant déterminé, le point de fonctionnement appartenant à la droite de charge statique, on en déduit immédiatement, par projection, le point de repos S_0 dans le réseau de sortie (*fig.* 9.6).

L'abscisse de S_0 nous donne la valeur V_{CE0} de la tension de sortie.

Remarque. — On peut se dispenser, dans certains cas particuliers, du tracé de la caractéristique de transfert en charge. En effet, après avoir déterminé le point de repos E_0 dans le plan (I_B ; V_{BE}), la valeur I_{B0} du courant de base peut correspondre à une valeur du paramètre I_B d'une des caractéristiques du réseau de sortie.

Dans ce cas-là, le point de repos à la sortie M_0 est évidemment situé à l'intersection de la droite de charge statique et de la caractéristique $I_C = f(V_{CE})$ correspondant à $I_B = I_{B0}$ (*fig.* 9.7).

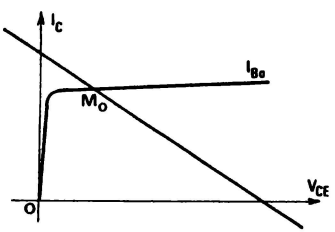


fig. 9.7.

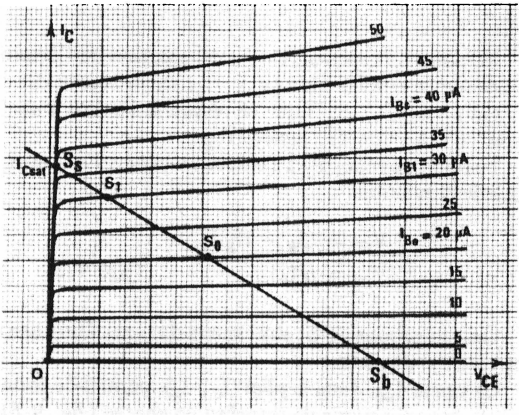


fig. 9.8.

9.2. Etat bloqué. Etat saturé

Nous venons de voir que le lieu des points de fonctionnement à la sortie est constitué par la droite de charge statique.

Sur la *figure* 9.8 on voit apparaître deux points limites de fonctionnement : les points S_s et S_b.

9.2.1. Blocage

Le point S_b correspond à un courant I_B et un courant I_C nuls. Ce fonctionnement caractérise l'état bloqué du transistor. Pour qu'il en soit ainsi, il suffit de stopper la diffusion des porteurs majoritaires à travers la jonction émetteur-base en polarisant cette dernière en inverse.

Pour bloquer un transistor il faut, et il suffit, que les deux jonctions émetteur-base et collecteur-base soient polarisées en inverse.

9.2.2. Saturation

Supposons que $I_{B0} = 20\ \mu A$. Le point de fonctionnement appartient à la droite de charge statique et à la caractéristique $I_C = f(V_{CE})$ pour $I_B = I_{B0} = 20\ \mu A$, soit le point S_0 (*fig.* 9.8).

Si on élève le courant I_B à la valeur $I_{B1} = 30\ \mu A$, le point de fonctionnement décrit la droite de charge statique pour venir en S_1.

Une augmentation du courant I_B jusqu'à la valeur $I_{Bs} = 40\ \mu A$ amène le point de fonctionnement en S_s d'ordonnée $I_C = I_{C\,sat}$: le transistor est saturé.

Si le courant I_B continue à croître, toutes les caractéristiques pour I_B supérieur à I_{Bs} passent par le point S_s. Le courant collecteur reste égal à $I_{C\,sat}$.

On a vu qu'en fonctionnement normal :

$$I_C = \beta_0 I_B + (\beta_0 + 1) I_{CB0}\,.$$

En pratique, on introduit un coefficient β_s, appelé **gain en courant statique,** tel que

$$\boxed{I_C = \beta_s . I_B\,.}$$

Lorsque le transistor entre en saturation :

$$I_{C\,sat} = \beta_s I_{Bs}\,,$$

où I_{Bs} représente la valeur de I_B qui amène le point de fonctionnement en S_s (ici $I_{Bs} = 40\ \mu A$).

La condition de saturation sera donc définie de la manière suivante :

$$\boxed{I_B \text{ supérieur ou égal à } I_{Bs} = \frac{I_{C\,sat}}{\beta_s}\,.}$$

Remarque. — Pour traduire l'état de saturation d'un transistor, on définit **le coefficient de sursaturation** par le rapport :

$$\boxed{k = \frac{I_B}{I_{Bs}}\,.}$$

En pratique, lorsqu'on fait fonctionner des transistors à l'état saturé, on choisit des valeurs de k de l'ordre de 4 ou 5.

9.3. Cas du transistor à effet de champ

La détermination du point de repos d'un montage à transistor à effet de champ (*fig.* 9.9) se fait de la même manière que pour un transistor bipolaire.

La seule différence vient du fait de l'absence de courant I_G qui rend inutile le tracé de la droite d'attaque statique puisque

$$V_{GS} = U_G .$$

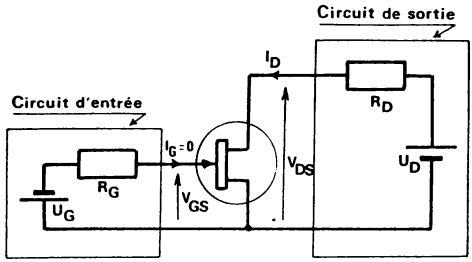


fig. 9.9

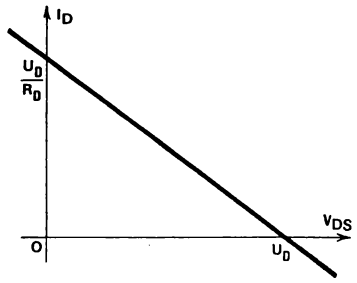


fig. 9.10

L'équation de la droite de charge statique s'écrit

$$V_{DS} = U_D - R_D I_D .$$

Dans le plan (I_D ; V_{DS}) cette droite passe par les points

$$\begin{cases} V_{DS} = 0 ; & I_D = \dfrac{U_D}{R_D} , \\ V_{DS} = U_D ; & I_D = 0 \end{cases} \quad (\textit{fig.}\ 9.10).$$

Le tracé de la caractéristique de transfert en charge s'opère de la même manière que pour le transistor bipolaire.

Supposons que le point de fonctionnement à la sortie soit en M_0, intersection de la droite de charge statique avec la caractéristique $I_D = f(V_{DS})$, pour une valeur V_{GS0} de la tension V_{GS}.

L'ordonnée de ce point, lue dans le repère, nous fournit la valeur I_{D0} du courant I_D (*fig.* 9.11).

Les valeurs I_{D0} et V_{GS0} portées dans le système d'axes (I_D ; V_{GS}) donnent le point H_0 de la caractéristique de transfert en charge.

L'opération répétée pour les couples de points (M_1 ; H_1), (M_2 ; H_2), ... permet de tracer la caractéristique de transfert en charge du montage.

La valeur $V_{GS} = U_G$ permet de déterminer, dans le plan (I_D ; V_{GS}), le point T_0 de fonctionnement dont l'ordonnée nous fournit la valeur I_{D0} du courant de drain (*fig.* 9.12). De la projection de T_0 sur la droite de charge statique, on déduit le point de fonctionnement S_0 dans le réseau de sortie dont l'abscisse fournit la valeur V_{DS0} de la tension V_{DS} (*fig.* 9.12).

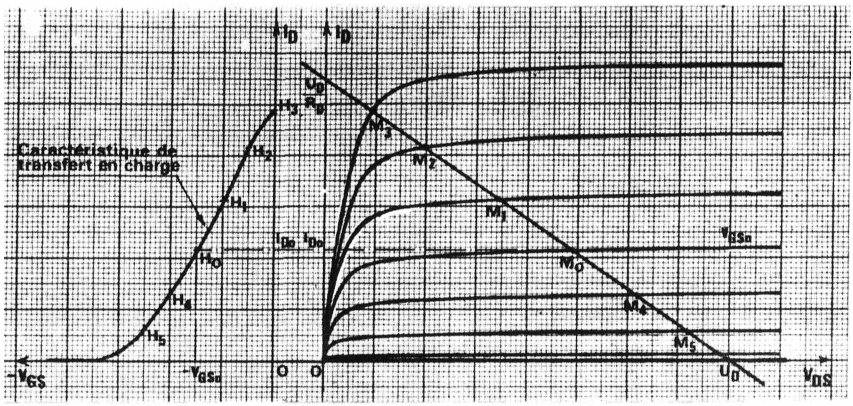


fig. 9.11.

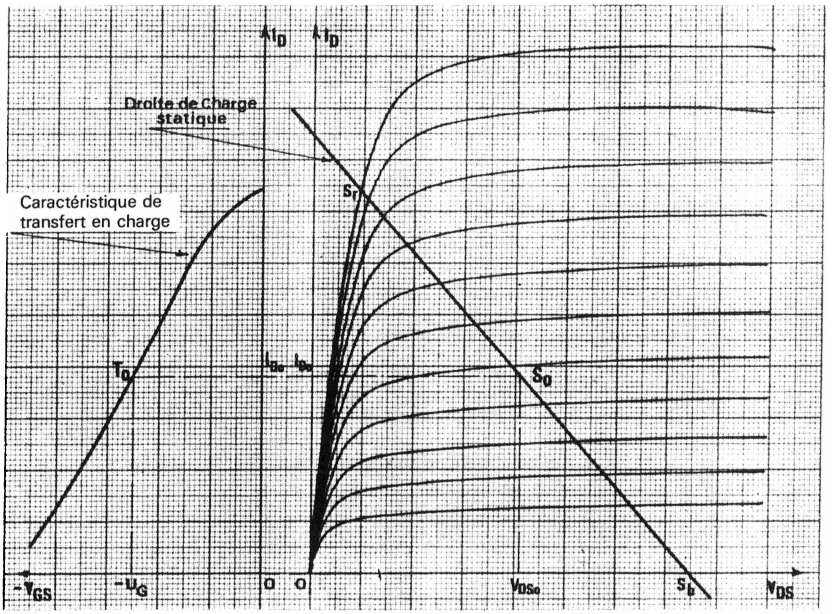


fig. 9.12.

Remarque. — Les points limites de fonctionnement dans le réseau de sortie sont les points S_b (transistor bloqué $V_{GS} \leqslant -V_p$) et S_r pour lequel le transistor ne présente pas un régime particulier comme l'état saturé du transistor bipolaire.

E.9. Exercices

Exercices d'application

E.9.1

Polarisation en pont d'un montage à transistor bipolaire (*fig.* E.9.1).

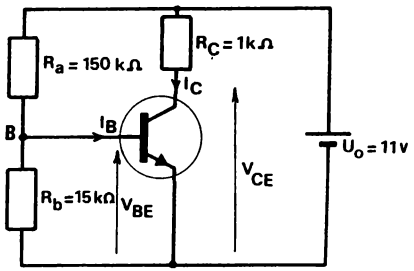


fig. E.9.1.

Le transistor est caractérisé par le réseau de la *figure* E.9.2.

a) Déterminer l'équation de la droite de charge statique.

b) Déterminer l'équation de la droite d'attaque statique.

c) Tracer la caractéristique de transfert en charge.

En déduire le point de repos du montage.

Solution :

a) La loi des mailles appliquée au circuit de sortie entraîne l'équation de la droite de charge statique :

$$\boxed{V_{CE} = U_0 - R_C I_C .}$$

Cette droite passe par les points

$$\begin{cases} I_C = 0 ; & V_{CE} = 11\ V , \\ I_C = 11\ mA ; & V_{CE} = 0 \end{cases} \qquad (\textit{fig.}\ E.9.2).$$

b) La loi des nœuds appliquée au point B conduit à la relation :

$$I_B + \frac{V_{BE}}{R_b} = \frac{U_0 - V_{BE}}{R_a},$$

ou

$$V_{BE}\left(\frac{1}{R_a} + \frac{1}{R_b}\right) = \frac{U_0}{R_a} - I_B ,$$

d'où l'on déduit l'équation de la droite d'attaque statique :

$$\boxed{V_{BE} = \frac{U_0 R_b}{R_a + R_b} - \frac{R_a R_b}{R_a + R_b} I_B .}$$

Cette droite passe par les points

$$\begin{cases} I_B = 0 ; & V_{BE} = 1\ V , \\ V_{BE} = 0 ; & I_B = 0{,}073\ mA \end{cases} \qquad (\textit{fig.}\ E.9.2).$$

c) En opérant comme au paragraphe 9.1.3, on peut tracer dans le réseau de la *figure* E.9.2 (deuxième quadrant) la caractéristique de transfert en charge.

La droite d'attaque statique tracée dans le repère (I_B ; V_{BE}) nous fournit par son intersection avec la caractéristique moyenne d'entrée le point de fonctionnement E_0 de coordonnées :

$$(E_0) \quad \begin{cases} V_{BE0} = 0{,}75 \text{ V}, \\ I_{B0} = 0{,}02 \text{ mA}. \end{cases}$$

La projection de E_0 dans le plan de transfert (I_B ; I_C) conduit au point de fonctionnement T_0 de coordonnées

$$(T_0) \quad \begin{cases} I_{B0} = 0{,}02 \text{ mA}, \\ I_{C0} = 3 \text{ mA}. \end{cases}$$

La projection de T_0 dans le plan de sortie (I_C ; V_{CE}) coupe la droite de charge statique au point S_0 de coordonnées

$$(S_0) \quad \begin{cases} I_{C0} = 3 \text{ mA}, \\ V_{CE0} = 8 \text{ V}. \end{cases}$$

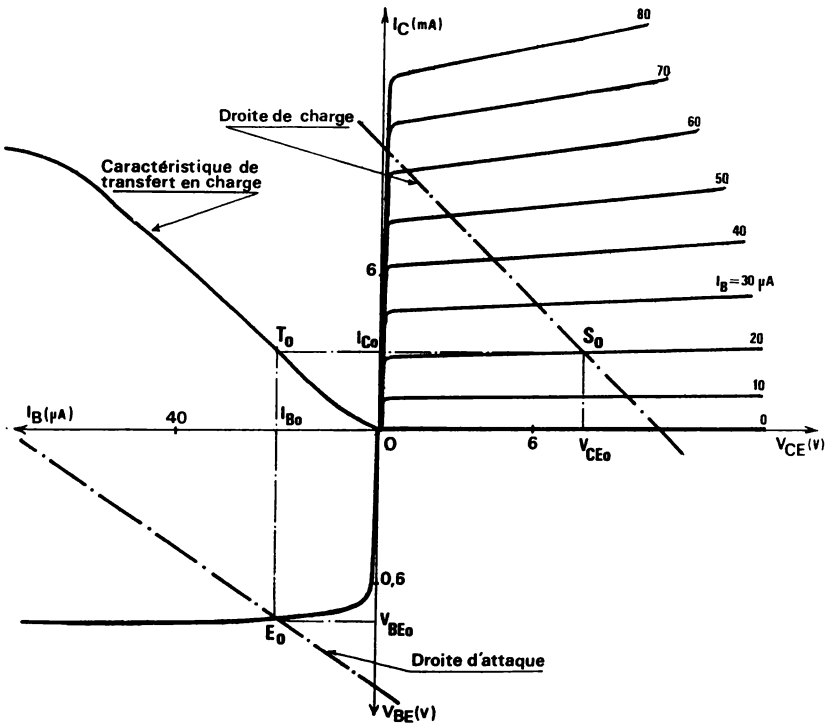


fig. E.9.2.

E.9.2 ·

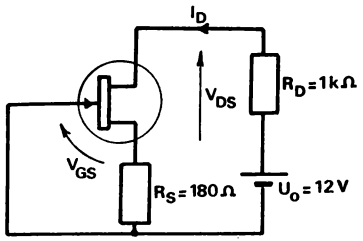


fig. E.9.3.

Polarisation automatique d'un montage à transistor à effet de champ (fig. E.9.3).

Le transistor à effet de champ est caractérisé par le réseau de sortie de la *figure* E.9.4.

a) Déterminer l'équation de la droite de charge statique.

b) Déterminer la relation qui lie V_{GS} à I_D.

c) Tracer la caractéristique de transfert en charge.

En déduire le point de repos du montage.

Solution :

a) La loi des mailles appliquée au circuit de sortie entraîne l'équation de la droite de charge statique :

$$\boxed{V_{DS} = U_0 - (R_D + R_S)\, I_D\,.}$$

Cette droite passe par les points :

$$\begin{cases} I_D = 0\,; & V_{DS} = 12\ \text{V}\,, \\ V_{DS} = 0\,; & I_D \approx 10\ \text{mA} \end{cases} \quad (\textit{fig.}\ \text{E.9.4})\,.$$

b) La loi des mailles appliquée au circuit d'entrée conduit à la relation de transfert :

$$\boxed{V_{GS} = -\, R_S\, I_D\,.}$$

Cette relation se traduit dans le plan de transfert par une droite passant par les points

$$\begin{cases} I_D = 0\,; & V_{GS} = 0\,, \\ I_D = 10\ \text{mA}\,; & V_{GS} = -\,1{,}8\ \text{V} \end{cases} \quad (\textit{fig.}\ \text{E.9.4})\,.$$

c) En opérant comme au paragraphe 9.3, on peut tracer dans le réseau de la *figure* E.9.4 (deuxième quadrant) la caractéristique de transfert en charge.

La droite d'équation $V_{GS} = -\, R_S\, I_D$, tracée dans le plan $(I_D\,;\, V_{GS})$ nous fournit par son intersection avec la caractéristique de transfert en charge le point de fonctionnement T_0 de coordonnées

$$(T_0) \quad \boxed{\begin{cases} V_{GS0} = -\,0{,}7\ \text{V}\,, \\ I_{D0} = 3{,}9\ \text{mA}\,. \end{cases}}$$

La projection de T_0 dans le plan de sortie $(I_D\,;\, V_{DS})$ coupe la droite de charge statique au point S_0 de coordonnées

$$(S_0) \quad \boxed{\begin{cases} I_{D0} = 3{,}9\ \text{mA}\,, \\ V_{DS0} = 7{,}4\ \text{V}\,. \end{cases}}$$

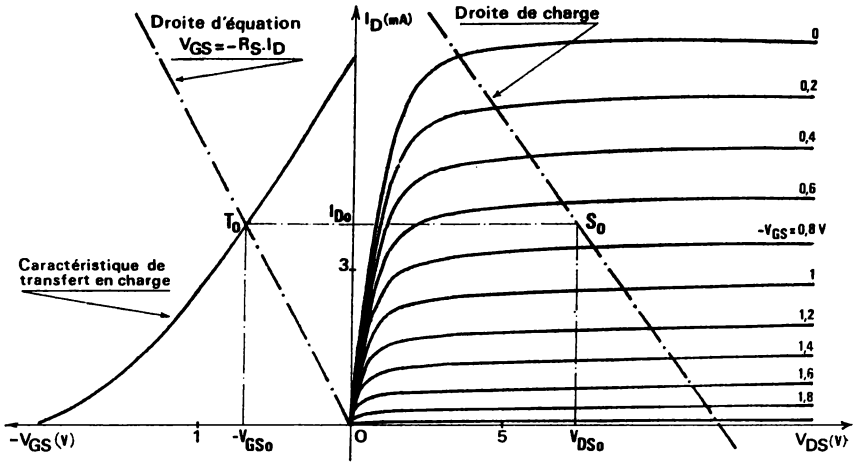


fig. E.9.4.

Exercices de synthèse

E.9.3

Polarisation par résistance de base (*fig.* E.9.5).

Le transistor est caractérisé par le réseau de la *figure* E.9.6.

a) Donner les équations de la droite d'attaque statique et de la droite de charge statique.

b) En déduire le point de repos du montage.

c) Que devient ce point de repos si $R_B = 200\ k\Omega$?

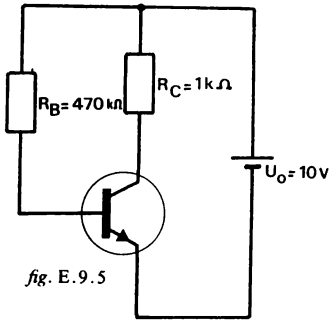


fig. E.9.5

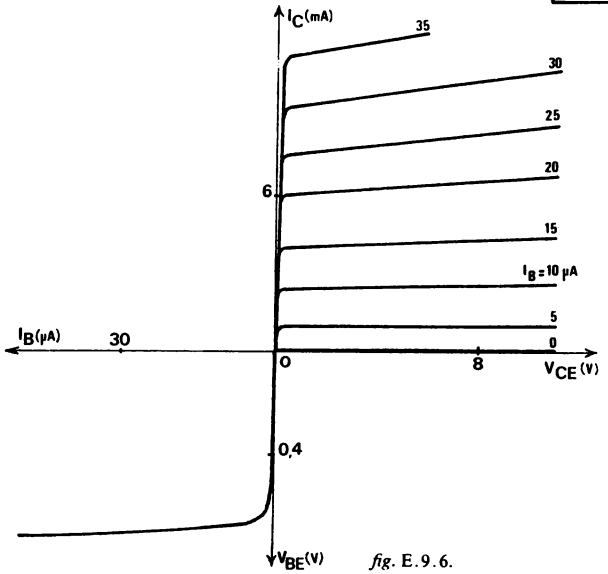


fig. E.9.6.

Réponses : *b*) $V_{BE0} = 0{,}7$ V ; $I_{B0} \approx 20$ µA ; $I_{C0} = 6{,}2$ mA ; $V_{CE0} = 3{,}8$ V ;
c) $V'_{BE0} = 0{,}71$ V ; $I'_{B0} \approx 47$ µA ; $I'_{C0} = 9{,}8$ mA ; $V'_{CE0} = 0{,}2$ V .

E.9.4

Polarisation par résistance entre collecteur et base (*fig.* E.9.7)

Le transistor est caractérisé par le réseau de sortie de la *figure* E.9.8.
Le réseau d'entrée est idéalisé par une droite $V_{BE} = 0{,}6$ V pour tout I_B positif (*fig.* E.9.9).

a) En admettant qu'en fonctionnement normal le courant I_C est lié au courant I_B par la relation $I_C = \beta_s I_B$ (avec $\beta_s \approx 170$), déterminer l'équation de la droite d'attaque statique et celle de la droite de charge statique.
b) En déduire le point de repos du montage.

Réponses : *b*) $V_{BE0} = 0{,}6$ V ; $I_{B0} = 0{,}03$ mA ; $I_{C0} = 5$ mA ; $V_{CE0} = 6$ V.

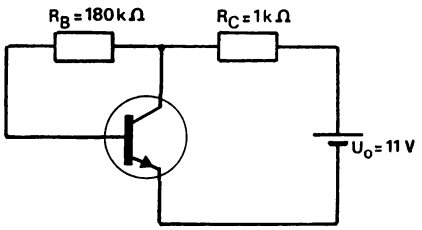


fig. E.9.7.

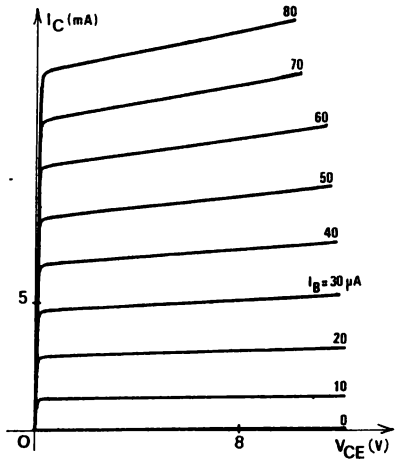


fig. E.9.8.

E.9.5

Polarisation par pont et résistance d'émetteur (*fig.* E.9.10)

Le transistor est caractérisé par le réseau des *figures* E.9.8 et E.9.9.
On désire le point de fonctionnement suivant :

$$V_{CE} = 6 \text{ V} ; \qquad I_B = 0{,}03 \text{ mA} .$$

a) Sachant que $R_C = 1$ kΩ et $R_b = 100$ kΩ, déterminer les valeurs de R_E et R_a.
b) Pour quelle valeur de R_a aura-t-on blocage du transistor ?

Réponses : *a*) $R_E = 800$ Ω ; $R_a = 62$ kΩ ; *b*) $R_a = 4{,}2$ kΩ.

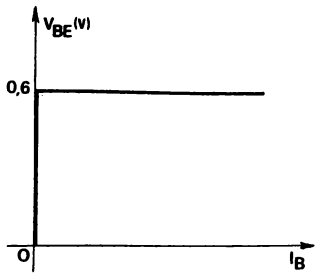


fig. E.9.9.

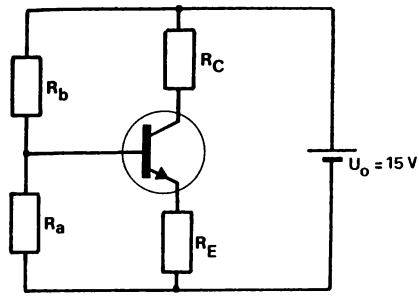


fig. E.9.10.

E.9.6

Polarisation par résistance de base et résistance d'émetteur (*fig.* E.9.11)

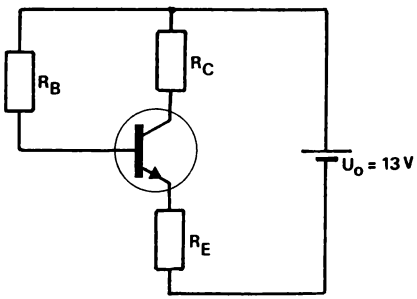


fig. E.9.11.

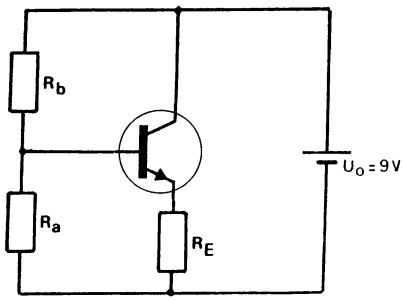


fig. E.9.12.

Le transistor est caractérisé par le réseau des *figures* E.9.8 et E.9.9.
On désire le point de repos suivant :

$$V_{CE} = 6\ V ; \quad I_B = 0{,}02\ mA .$$

a) Sachant que $R_B = 470\ k\Omega$, calculer R_E et R_C.
b) Pour quelle valeur de R_B (R_E et R_C ayant les valeurs calculées précédemment) aura-t-on saturation du transistor ?
On prendra : $\beta_s \approx 170$ et $V_{CEsat} = 0{,}2\ V$.

E.9.7

Etant donné le montage de la *figure* E.9.12, le transistor est caractérisé par le réseau des *figures* E.9.8 et E.9.9.

On désire le point de repos suivant :

$$V_{CE} = 6\ V ; \quad I_B = 0{,}02\ mA .$$

a) Déterminer la valeur de R_E.
b) Sachant que $R_b = 90\ k\Omega$, déterminer la valeur de R_a.
c) Pour quelle valeur limite de R_a aura-t-on blocage du transistor ?

Réponses : *a*) $R_E = 1\ k\Omega$; *b*) $R_a = 90\ k\Omega$; *c*) $R_a = 6{,}4\ k\Omega$.

E.9.8

Polarisation automatique (*fig.* E.9.13)

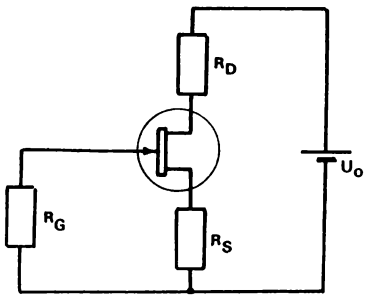


fig. E.9.13.

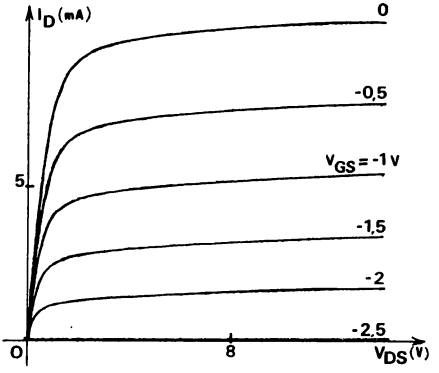


fig. E.9.14.

Le transistor est caractérisé par le réseau de la *figure* E.9.14.

a) $U_0 = 15$ V ; $R_D = 1$ kΩ ; $R_S = 500$ Ω.
Déterminer le point de fonctionnement du montage.
b) $U_0 = 15$ V ; $R_S = 100$ Ω.
Déterminer R_D pour que $V_{DS} = 8$ V.

Réponses : *a*) $V_{GS0} = -1{,}55$ V ; $I_{D0} = 3{,}1$ mA ; $V_{DS0} = 10{,}35$ V ;
b) $R_D = 900$ Ω.

E.9.9

Polarisation par pont (*fig.* E.9.15)

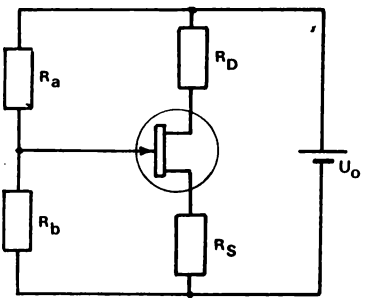


fig. E.9.15.

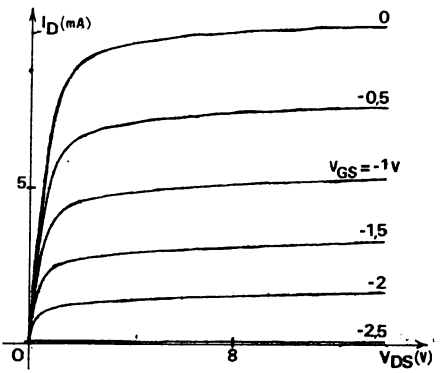


fig. E.9.16.

Le transistor est caractérisé par le réseau de la *figure* E.9.16.

a) $U_0 = 15$ V ; $R_D = 1$ kΩ ; $R_S = 500$ Ω ; $R_a = 14$ MΩ ; $R_b = 1$ MΩ.
Equation de la droite de charge.
Déterminer la relation qui lie V_{GS} à I_D.
Déterminer le point de fonctionnement.
b) Que devient ce point de fonctionnement si $R_S = 1$ kΩ ?

Réponses : *a*) $V_{GS0} = -1{,}2$ V ; $I_{D0} = 4{,}4$ mA ; $V_{DS0} = 8{,}4$ V ;
b) $V_{GS0} = -1{,}7$ V ; $I_{D0} = 2{,}7$ mA ; $V_{DS0} = 9{,}6$ V.

E.9.10

Polarisation par pont entre drain et masse (*fig.* E.9.17)

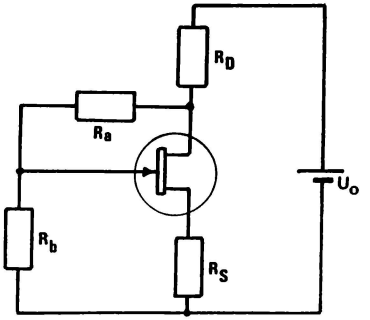


fig. E.9.17.

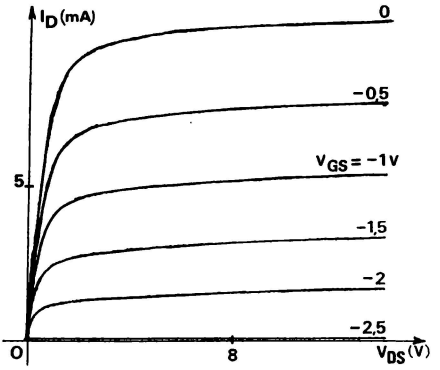


fig. E.9.18.

Le transistor est caractérisé par le réseau de la *figure* E.9.18.

a) $U_0 = 15$ V ; $R_a = 9$ MΩ ; $R_b = 1$ MΩ.
Equation de la droite de charge (on négligera le courant dans R_a devant le courant I_D).
Déterminer la relation qui lie V_{GS} à I_D.
Déterminer le point de fonctionnement si $R_D = 1{,}5$ kΩ et $R_S = 0$.
b) Que devient ce point de fonctionnement si $R_D = 1$ kΩ et $R_S = 0{,}5$ kΩ ?

Réponses : *a*) $V_{GS0} = +0{,}1$ V ; $I_{D0} = 9{,}35$ mA ; $V_{DS0} = 1$ V ;
b) $V_{GS0} = -1{,}2$ V ; $I_{D0} = 4{,}5$ mA ; $V_{DS0} = 8{,}25$ V.

E.9.11

Reprendre l'exercice précédent lorsqu'on remplace le transistor à effet de champ à jonction par
a) un transistor M.O.S. à enrichissement (réseau de caractéristiques *fig.* E.9.19) ;
b) un transistor M.O.S. à déplétion (réseau de caractéristiques *fig.* E.9.20).
On prendra $U_0 = 15$ V ; $R_a = 10$ MΩ ; $R_b = 5$ MΩ.

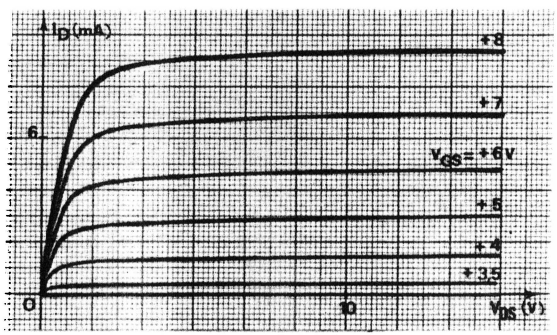


fig. E.9.19.

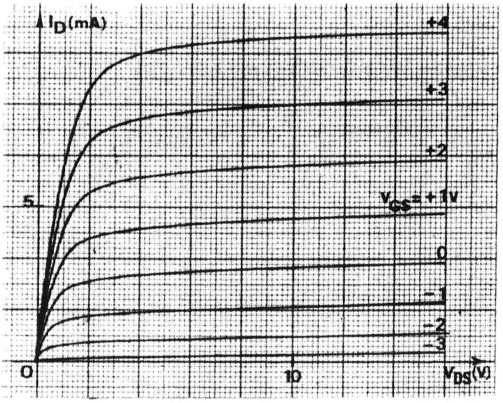


fig. E.9.20.

E.9.12

Etant donné le montage de la *figure* E.9.21, le transistor est caractérisé par le réseau de la *figure* E.9.22.

On donne : $U_0 = 15$ V ; $R_D = 1$ kΩ ; $R_S = 500$ Ω.

a) Donner l'équation de la droite de charge.
b) Déterminer la relation qui lie u_e, V_{GS} et I_D.
c) Déterminer u_S et u_D si $u_e = 0$.
d) Déterminer u_S et u_D si $u_e = 3$ V.
e) Déterminer u_e et u_D si $u_S = 0$.
f) Déterminer u_e, u_S et u_D si $V_{GS} = 0$.

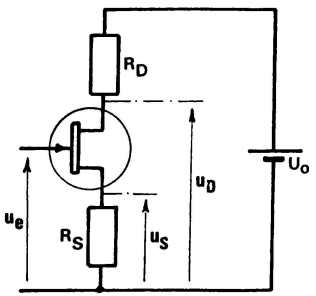


fig. E.9.21.

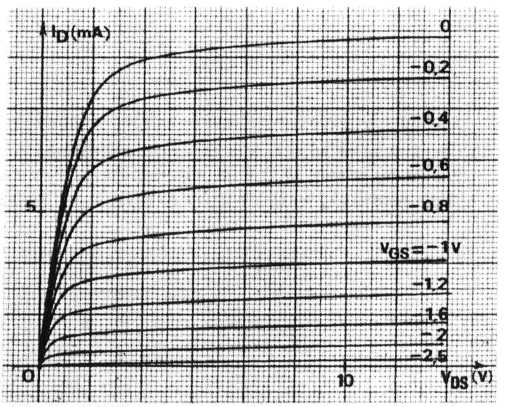


fig. E.9.22.

Réponses : *c*) $u_S = 1{,}2$ V ; $u_D = 12{,}6$ V ; *d*) $u_S = 3{,}45$ V ; $u_D = 8{,}1$ V ;
e) $u_D = 15$ V ; $u_e = -3$ V ; *f*) $u_e = u_S = 4{,}4$ V ; $u_D = 6{,}2$ V.

Chapitre 10

Le transistor en régime variable

Le but de ce chapitre est de mettre en évidence l'application essentielle des transistors en régime variable : l'amplification.

10.1. Convention d'écriture

Les montages fonctionnant maintenant en régime variable, toutes les grandeurs fondamentales sont des fonctions du temps. Il est donc nécessaire de faire une distinction, par l'écriture, entre les grandeurs constantes et les grandeurs variables.

Par convention, seront notées avec une **lettre majuscule, les grandeurs indépendantes du temps,** et avec une **lettre minuscule, les grandeurs fonction du temps.**

Exemples :

- V_{GS} représentera la valeur de repos de la tension grille-source d'un montage à transistor à effet de champ.
- I_B représentera la valeur de repos du courant de base d'un montage à transistor bipolaire.
- v_{GS} représentera la valeur instantanée de la tension grille-source lorsque le montage à transistor à effet de champ fonctionnera en régime variable.
- i_B représentera la valeur instantanée du courant de base du montage à transistor bipolaire fonctionnant en régime variable.

Mais notons que la valeur d'une quelconque grandeur, à un instant donné, est égale à la valeur de repos augmentée d'une quantité algébrique qui varie en fonction du temps.

Cette quantité sera appelée **variation de la grandeur par rapport au repos,** et sera notée par une **lettre minuscule** (car fonction du temps) et **indicée par** une (ou des) **lettre**(s) **minuscule**(s) pour être distinguée de la valeur instantanée, indicée par lettres majuscules.

Exemples :

$$v_{GS} = V_{GS} + v_{gs},$$

$$i_B = I_B + i_b.$$

10.2. Le transistor à effet de champ en régime variable

Le montage (*fig.* 10.1) diffère de celui étudié en régime continu par l'adjonction d'un générateur délivrant une tension $e_g(t)$ variable.

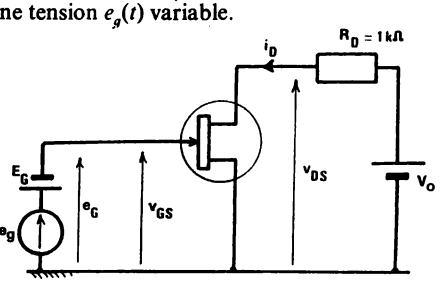


fig. 10.1.

La source est prise comme électrode de référence des circuits d'entrée et de sortie : *le montage est dit source commune.*

10.2.1. Point de repos

Etudier le montage au repos revient à court-circuiter le générateur de f.é.m. variable (soit $e_g(t) = 0$) (*fig.* 10.2).

Il vient alors $e_G(t) = E_G$.

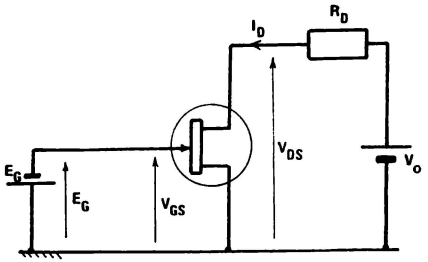


fig. 10.2.

L'équation de la **droite de charge statique** est donc

$$V_{DS} = V_0 - R_D.I_D .$$

Dans le réseau de sortie, le point de repos S_0 se trouve à l'intersection de la droite de charge avec la caractéristique correspondant à $V_{GS} = E_G$ (*fig.* 10.3).

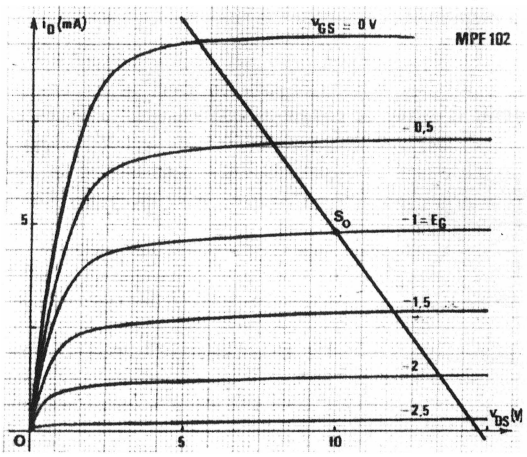


fig. 10.3.

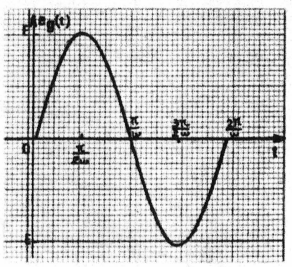


fig. 10.4.

10.2.2. Etude graphique des courants et tensions

Supposons que $e_g(t)$ soit de la forme

$$e_g(t) = E.\sin(\omega t) \qquad (fig.\ 10.4).$$

Il vient $e_G(t) = E_G + E.\sin(\omega t) = v_{GS}(t)$.

L'équation de la droite de charge, dite **droite de charge en régime variable,** s'écrit donc

$$v_{DS} = V_0 - R_D \cdot i_D .$$

On constate que cette droite est confondue avec la droite de charge statique (*fig.* 10.5).

Lorsque t varie, le point de fonctionnement se déplace sur cette droite. Voyons quelle en est la portion décrite.

- $t = 0$ $\quad \begin{cases} e_g(0) = 0 , \\ e_G(0) = E_G ; \end{cases}$

le point de fonctionnement est en S_0 (*cf.* 10.2.1).

- $t = \dfrac{\pi}{2\omega}$ $\quad \begin{cases} e_g\left(\dfrac{\pi}{2\omega}\right) = + E , \\ e_G\left(\dfrac{\pi}{2\omega}\right) = E_G + E ; \end{cases}$

le point de fonctionnement appartient à la droite de charge et à la caractéristique ($v_{GS} = E_G + E$), il est donc en S_1.

- $t = \dfrac{\pi}{\omega}$ $\quad \begin{cases} e_g\left(\dfrac{\pi}{\omega}\right) = 0 , \\ e_G\left(\dfrac{\pi}{\omega}\right) = E_G ; \end{cases}$

le point de fonctionnement est de nouveau en S_0 (voir $t = 0$).

- $t = \dfrac{3\pi}{2\omega}$ $\quad \begin{cases} e_g\left(\dfrac{3\pi}{2\omega}\right) = - E , \\ e_G\left(\dfrac{3\pi}{2\omega}\right) = E_G - E ; \end{cases}$

le point de fonctionnement appartient à la droite de charge et à la caractéristique ($v_{GS} = E_G - E$), il est donc en S_2.

- $t = \dfrac{2\pi}{\omega}$ $\quad \begin{cases} e_g\left(\dfrac{2\pi}{\omega}\right) = 0 , \\ e_G\left(\dfrac{2\pi}{\omega}\right) = E_G ; \end{cases}$

le point de fonctionnement est de nouveau en S_0.

Lorsque ωt varie de 0 à 2π, e_g est compris entre + E et − E, donc $v_{GS} = e_G$ est compris entre (E_G + E) et (E_G − E). **Le point de fonctionnement décrit donc le segment S_1S_2.**

A tout instant t, correspond dans le réseau de sortie un point de fonctionnement dont la projection sur chacun des axes nous donne les variations $i_D(t)$ et $v_{DS}(t)$ du courant de drain et de la tension drain-source (*fig.* 10.5).

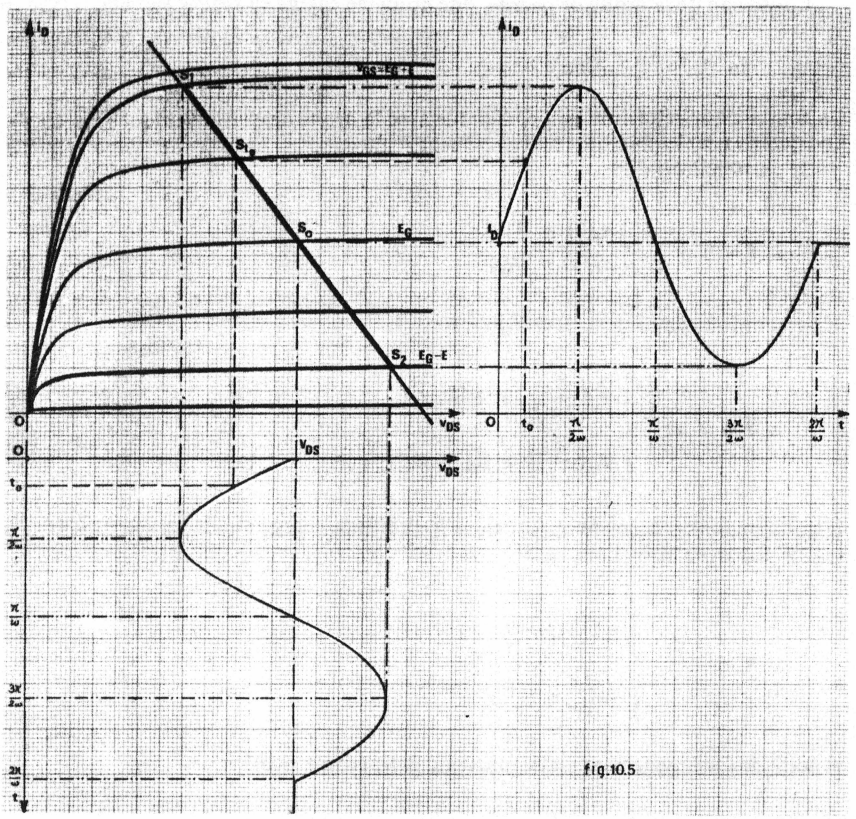


fig.10.5

On constate, par exemple, que $i_D(t)$ est en phase avec $e_G(t)$, alors que $v_{DS}(t)$ est en opposition de phase avec $e_G(t)$. Cette étude graphique, valable quelle que soit l'amplitude de $e_g(t)$, nous montre que, si $e_g(t)$ est sinusoïdale, $i_D(t)$ et $v_{DS}(t)$ ne sont pas sinusoïdales. Il y a **distorsion.**

10.2.3. Modèle dynamique

Nous avons vu qu'en *régime variable* :

$$v_{DS} = V_0 - R_D.i_D \qquad (1)$$

et qu'en *régime continu* :

$$V_{DS} = V_0 - R_D.I_D. \qquad (2)$$

Retranchons membre à membre ces deux équations, il vient

$$(v_{DS} - V_{DS}) = - R_D(i_D - I_D).$$

Les grandeurs entre parenthèses représentent les variations par rapport au point de repos (*cf.* 10.1), soit

$$\boxed{v_{ds} = - R_D.i_d.}$$

Cette relation est la loi d'Ohm appliquée à une résistance R_D ayant la tension v_{ds} à ses bornes et traversée par le courant i_d (*fig.* 10.6.*a*).

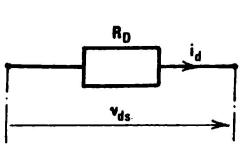


fig. 10.6.*a*.

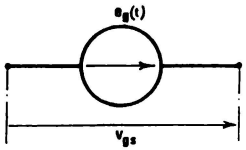


fig. 10.6.*b*.

Cette représentation est appelée **modèle dynamique du circuit de sortie** ou encore **schéma équivalent en régime de variations.**

Remarque. — On remarque que la tension d'alimentation V_0 n'intervient pas dans le modèle dynamique du circuit de sortie. Ceci explique un abus de langage très souvent formulé par la propriété suivante : « L'alimentation V_0 est un court-circuit en régime variable. » En fait, une alimentation n'est pas un court-circuit. Mais, si l'on ne s'intéresse qu'aux variations par rapport au repos, la tension V_0 étant constante, sa variation est nulle. L'alimentation n'intervient donc pas et peut être remplacée par un court-circuit dans le modèle dynamique.

Ce qui a été fait pour la maille de sortie peut être répété pour la maille d'entrée.
En régime variable :

$$v_{GS}(t) = E_G + e_g(t) .$$

En régime continu :

$$V_{GS} = E_G .$$

Soit par soustraction membre à membre de ces deux équations :

$$\boxed{v_{gs}(t) = e_g(t) .}$$

Le modèle dynamique du circuit d'entrée se réduit au générateur de tension $e_g(t)$ (*fig.* 10.6.*b*).

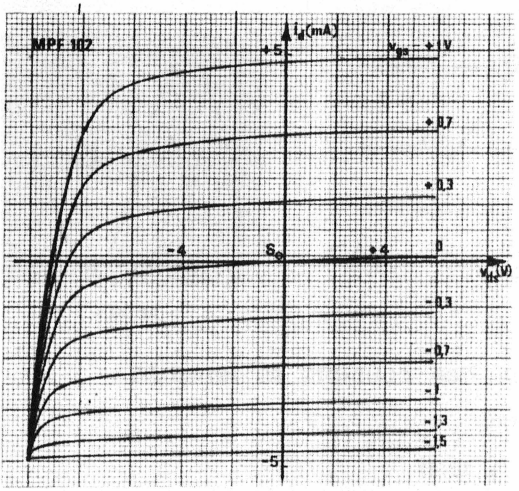


fig. 10.7.

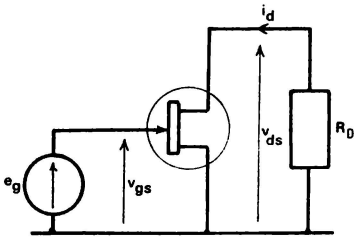


fig. 10.8.

En ce qui concerne le transistor, retrancher les grandeurs de repos (I_D et V_{DS}) revient à faire un changement du centre de coordonnées et à venir placer celui-ci en S_0.

Les caractéristiques qui étaient paramétrées en v_{GS} dans le repère de centre O, deviennent paramétrées en $v_{gs} = v_{GS} - V_{GS}$, dans le repère de centre S_0.

On les appellera **caractéristiques dynamiques** du montage. Quant aux graduations en i_d et v_{ds}, elles deviennent $i_D - I_D$ et $v_{DS} - V_{DS}$ dans le nouveau repère (*fig.* 10.7).

On en déduit le modèle dynamique de l'étage (*fig.* 10.8).

La loi des mailles appliquée à la sortie nous donne l'équation de la **droite de charge dynamique :**

$$v_{ds} = - R_D . i_d .$$

C'est une droite passant par l'origine S_0 (*fig.* 10.9).

Soit $e_g(t) = E.\sin(\omega t)$; le point de fonctionnement décrit la portion de cette droite comprise entre les caractéristiques dynamiques $v_{gs} = + E$ et $v_{gs} = - E$, soit le segment S_1S_2, appelé **segment de fonctionnement dynamique.**

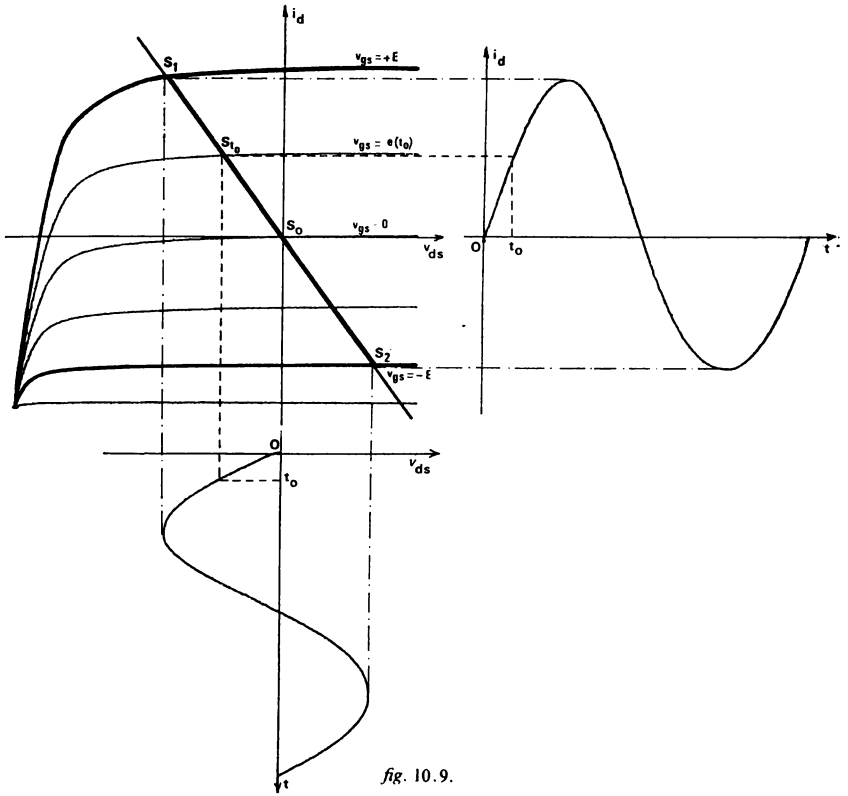


fig. 10.9.

La projection du point de fonctionnement sur chacun des axes i_d et v_{ds} nous donne les variations $i_d(t)$ et $v_{ds}(t)$ lorsque $e_g(t)$ varie en fonction du temps (*fig.* 10.9). On retrouve les propriétés de déphasage et de distorsion.

10.3. Le transistor bipolaire en régime variable

Comme pour le transistor à effet de champ, le montage (*fig.* 10.10) ne diffère du montage en continu que par l'adjonction d'un générateur de f.é.m. $e_g(t)$ variable.

L'émetteur servant de référence commune aux circuits d'entrée et sortie, *le montage est dit émetteur commun.*

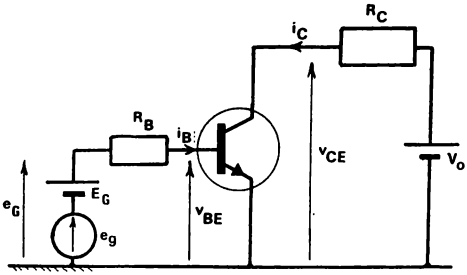


fig. 10.10.

10.3.1. Point de repos ($e_g = 0$) (*fig.* 10.11).

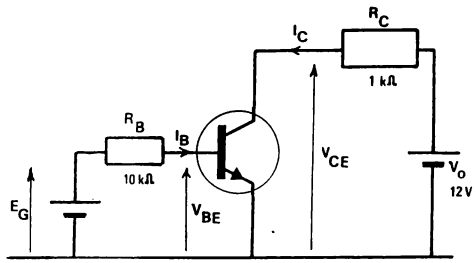


fig. 10.11.

Ici, la présence d'un courant I_B fait apparaître l'équation de la **droite d'attaque statique** :

$$V_{BE} = E_G - R_B . I_B .$$

Dans le réseau d'entrée, le point de repos E_0 se trouve à l'intersection de la caractéristique moyenne d'entrée et de la droite d'attaque statique (*fig.* 10.12).

L'équation de la **droite de charge statique** s'écrit

$$V_{CE} = V_0 - R_C . I_C .$$

Cette droite de charge, tracée dans le réseau de sortie, nous permet de tracer la **caractéristique de transfert en charge** (*cf.* 9.1.3) et, par projection du point E_0, de déterminer le point de repos S_0 dans le réseau de sortie (*cf.* 9.1.4) (*fig.* 10.12).

10.3.2. Etude graphique des courants et tensions (*fig.* 10.12).

Comme dans l'étude du montage à transistor à effet de champ, supposons que

$$e_g(t) = E . \sin(\omega t) \qquad (fig.\ 10.4).$$

L'équation de la **droite de charge en régime variable** s'écrit

$$v_{CE} = V_0 - R_C . i_C .$$

Elle est confondue avec la droite de charge statique.

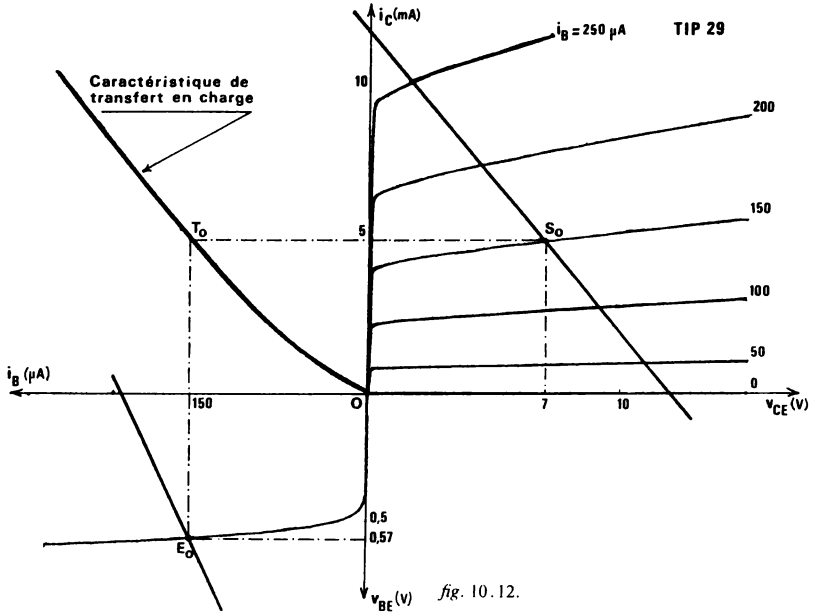


fig. 10.12.

L'équation de la **droite d'attaque en régime variable** s'écrit

$$v_{BE} = e_G - R_B . i_B .$$

Cette droite, de même pente que la droite d'attaque statique, a son ordonnée à l'origine qui varie en fonction du temps. Lorsque t varie, elle se déplace donc parallèlement à elle-même.

Etudions le déplacement des points de fonctionnement dans les réseaux d'entrée et de sortie :

- $t = 0$ $\quad \begin{cases} e_g(0) = 0 , \\ e_G(0) = E_G ; \end{cases}$

les points de fonctionnement sont en E_0 et S_0 (*cf.* 10.3.1).

- $t = \dfrac{\pi}{2\omega}$ $\quad \begin{cases} e_g\left(\dfrac{\pi}{2\omega}\right) = + E , \\ e_G\left(\dfrac{\pi}{2\omega}\right) = E_G + E ; \end{cases}$

le point de fonctionnement dans le réseau d'entrée appartient à la droite d'attaque, d'ordonnée à l'origine ($E_G + E$), et à la caractéristique d'entrée. C'est le point E_1. En utilisant la caractéristique de transfert en charge (inchangée car la droite de charge reste la même en régime variable), on en déduit le point de fonctionnement S_1 dans le réseau de sortie.

- $t = \dfrac{\pi}{\omega}$ $\quad \begin{cases} e_g\left(\dfrac{\pi}{\omega}\right) = 0 , \\ e_G\left(\dfrac{\pi}{\omega}\right) = E_G ; \end{cases}$

les points de fonctionnement sont de nouveau en E_0 et S_0 (voir $t = 0$).

$$\bullet\ t = \frac{3\pi}{2\omega} \quad \begin{cases} e_g\left(\frac{3\pi}{2\omega}\right) = -E, \\ e_G\left(\frac{3\pi}{2\omega}\right) = E_G - E; \end{cases}$$

l'ordonnée à l'origine de la droite d'attaque devient $(E_G - E)$ et, par un raisonnement identique à celui appliqué pour $t = \frac{\pi}{2\omega}$, on détermine la position des points de fonctionnement en E_2 et S_2.

Lorsque ωt varie de 0 à 2π, e_g est compris entre $+E$ et $-E$, donc e_G est compris entre $(E_G + E)$ et $(E_G - E)$, la droite d'attaque en régime variable se déplace entre les droites extrêmes D_1 et D_2, **les points de fonctionnement décrivent** donc **la portion E_1E_2 de la caractéristique d'entrée et le segment S_1S_2 de la droite de charge.**

Les projections des points de fonctionnement sur chacun des axes nous donnent, lorsque t varie, les variations, $i_B(t)$, $v_{BE}(t)$, $i_C(t)$, $v_{CE}(t)$, des courants et tensions du transistor (*fig.* 10.13).

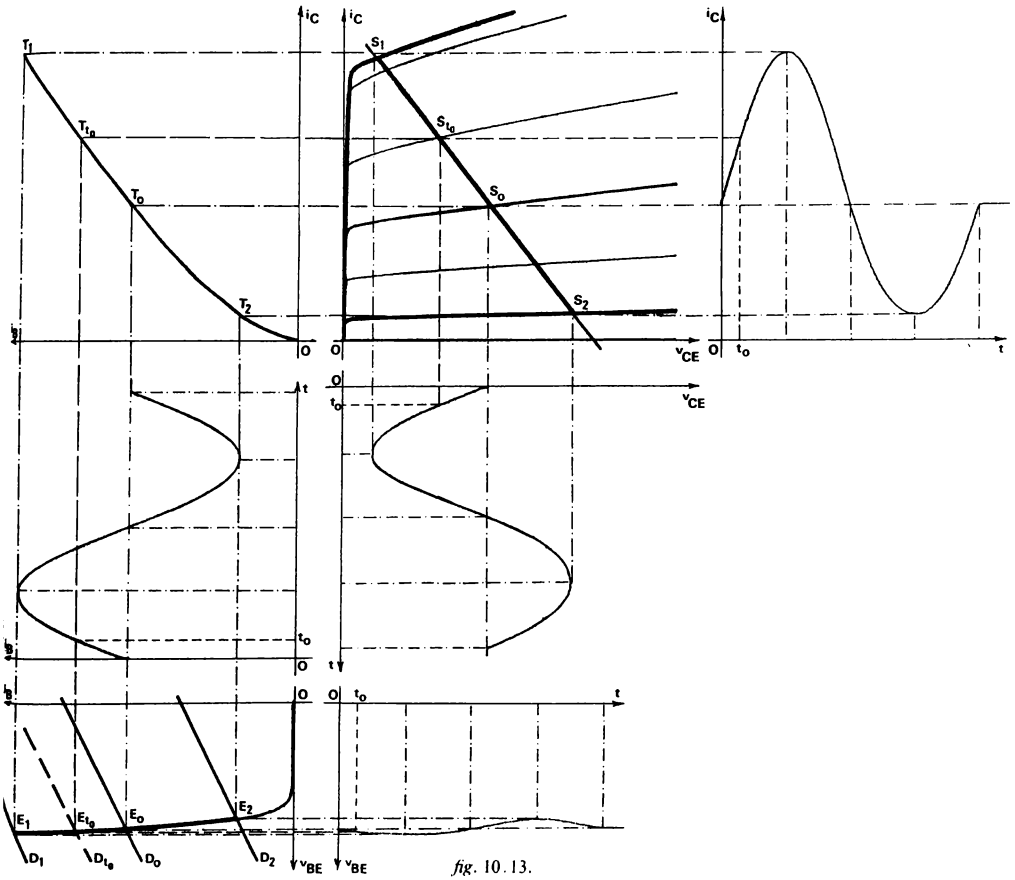


fig. 10.13.

On peut en conclure :

- $i_B(t)$, $v_{BE}(t)$, $i_C(t)$ sont en phase avec $e_G(t)$;
- $v_{CE}(t)$ est en opposition de phase avec $e_G(t)$;
- $e_G(t)$ est une fonction sinusoïdale mais $i_B(t)$, $i_C(t)$, $v_{BE}(t)$, $v_{CE}(t)$ ne le sont pas. Il y a distorsion.

10.3.3. Modèle dynamique

Comme pour le transistor à effet de champ, on peut ne s'intéresser qu'aux variations par rapport au point de repos, ce qui revient à translater le centre de coordonnées du réseau :

- soit en E_0, si l'on considère les grandeurs d'entrée (*fig.* 10.14.*a*),
- soit en S_0, si l'on considère les grandeurs de sortie (*fig.* 10.14.*b*).

Les caractéristiques dynamiques sont alors paramétrées en $i_b = i_B - I_B$.

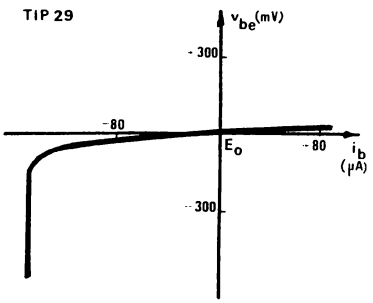


fig. 10.14.*a*.

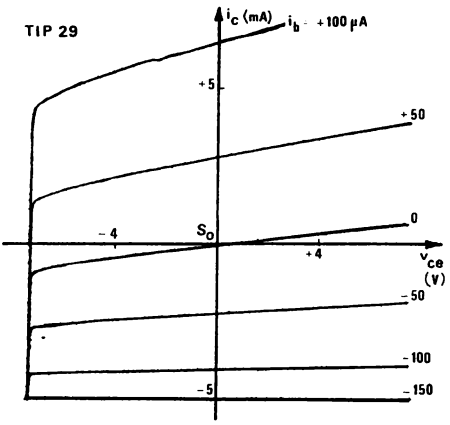


fig. 10.14.*b*.

Par analogie avec le montage à transistor à effet de champ, le modèle dynamique du circuit de sortie devient celui de la *figure* 10.15.*a*, car

$$v_{CE} = V_0 - R_C.i_C \quad \text{(en régime variable)},$$

$$V_{CE} = V_0 - R_C.I_C \quad \text{(en régime continu)}.$$

Soit, par soustraction membre à membre de ces deux équations,

$$\boxed{v_{ce} = -R_C.i_c}.$$

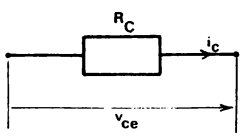


fig. 10.15.*a*.

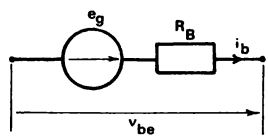


fig. 10.15.*b*.

De même, le modèle dynamique du circuit d'entrée est celui de la *figure* 10.15.*b*, car

$$v_{BE} = e_G - R_B.i_B \quad \text{(en régime variable)},$$

$$V_{BE} = E_G - R_B.I_B \quad \text{(en régime continu)}.$$

Soit, par soustraction membre à membre de ces deux équations,

$$v_{be} = e_g - R_B . i_b .$$

Le modèle dynamique de l'étage est représenté sur la *figure* 10.16.

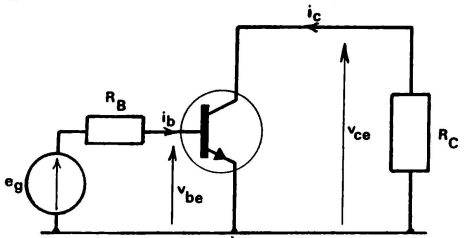


fig. 10.16.

L'équation de la **droite d'attaque dynamique** s'écrit donc

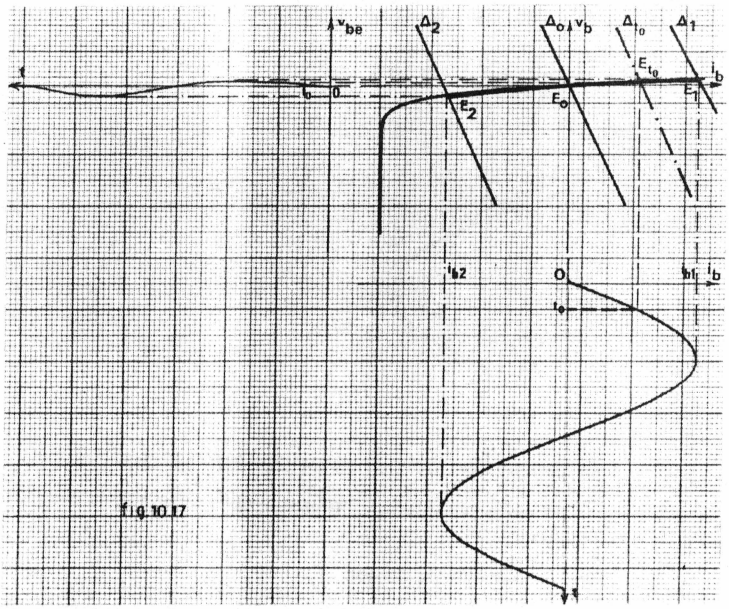
$$v_{be} = e_g - R_B . i_b .$$

C'est une droite de pente $(- R_B)$ et d'ordonnée à l'origine e_g.

e_g étant une fonction du temps, cette droite se déplace parallèlement à elle-même entre les droites limites Δ_1 et Δ_2 (*fig.* 10.17) dans le cas où e_g est de la forme $E . \sin(\omega t)$.

Le point de fonctionnement décrit donc la portion E_1E_2 de caractéristique limitée par les intersections avec les droites Δ_1 et Δ_2.

On peut en déduire, par projection sur les axes, les variations $i_b(t)$ et $v_{be}(t)$ des courant et tension d'entrée du transistor (*fig.* 10.17).



L'équation de la **droite de charge dynamique** s'écrit

$$v_{ce} = - R_C . i_c .$$

C'est une droite passant par l'origine (S_0) de pente ($-R_C$) (*fig.* 10.18).

Lorsque t varie, dans le réseau d'entrée, le point de fonctionnement se déplace entre E_1 et E_2.

i_b varie donc entre i_{b1} et i_{b2}, abscisses respectives de E_1 et E_2. Il en résulte dans le réseau de sortie, un déplacement du point de fonctionnement entre les points S_1 et S_2, intersections de la droite de charge dynamique avec les caractéristiques dynamiques i_{b1} et i_{b2}.

On en déduit, par projection sur les axes, les variations $i_c(t)$ et $v_{ce}(t)$ des courant et tension de sortie du transistor (*fig.* 10.18).

On retrouve ainsi les propriétés de déphasage et de distorsion vues dans le paragraphe précédent.

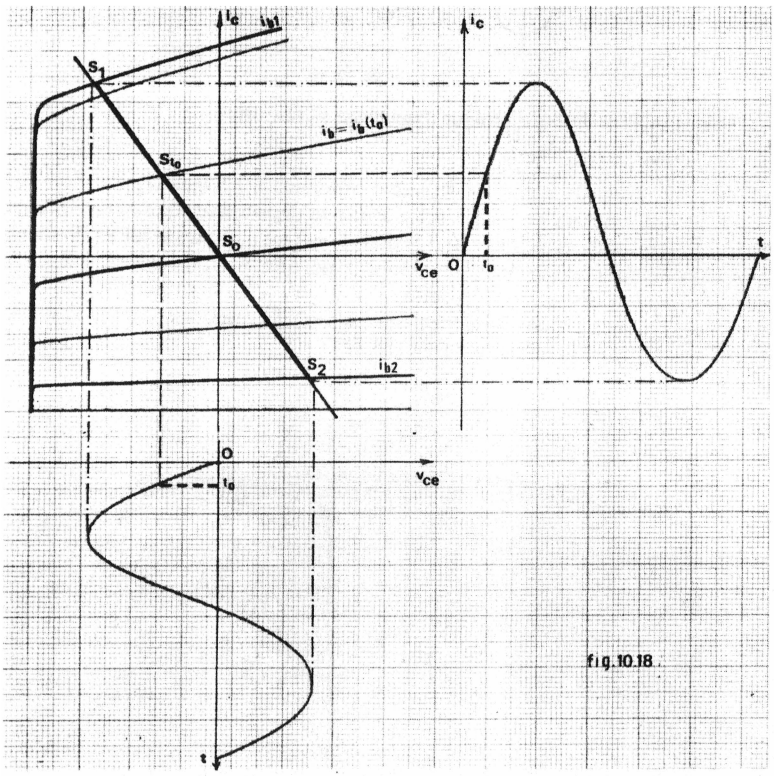


fig.10.18

10.3.4. Influence de la commande sur la distorsion

Il s'agit dans ce paragraphe d'étudier l'influence de la valeur de la résistance R_B sur la distorsion des signaux.

***a)* R_B très faible : commande en tension**

La droite d'attaque dynamique d'équation $v_{be} = e_g - R_B.i_b$ présente une pente très faible (*fig.* 10.19).

Compte tenu de la forme de la caractéristique $v_{be} = f(i_b)$, les points E_1 et E_2 sont très dissymétriques par rapport à E_0, il en résulte une grande distorsion pour $i_b(t)$.

La caractéristique de transfert en charge étant peu différente d'une droite, la dissymétrie

va se retrouver sur les points S_1 et S_2, d'où une importante distorsion sur les signaux $i_c(t)$ et $v_{ce}(t)$ (*fig.* 10.20).

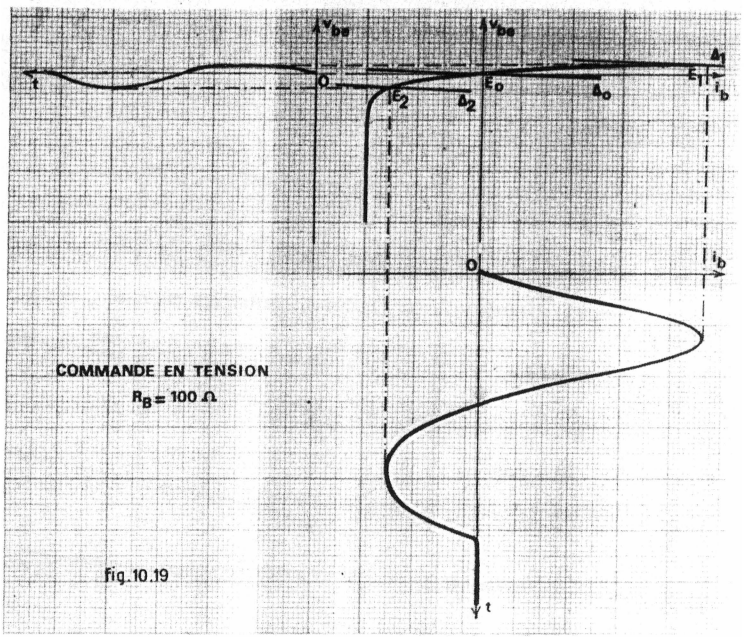


fig.10.19

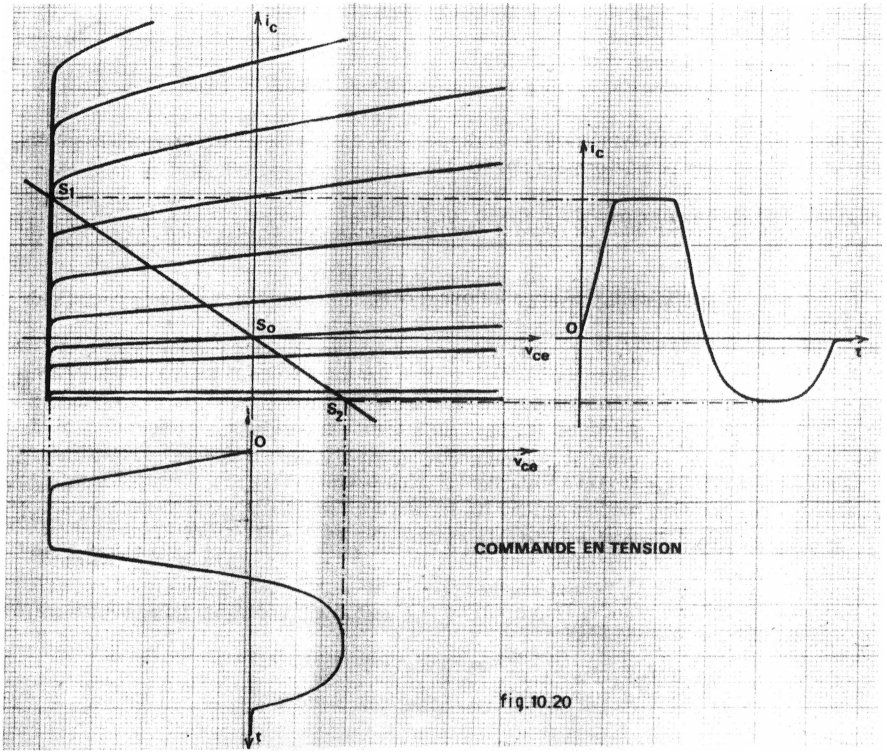


fig.10.20

b) **R_B très grande : commande en courant**

La droite d'attaque dynamique présente cette fois une pente très importante (*fig.* 10.21).
Les points E_1 et E_2 sont pratiquement symétriques par rapport à l'axe v_{be}.
Le signal $v_{be}(t)$ présente une légère distorsion, par contre, $i_b(t)$ est pratiquement sinusoïdal.

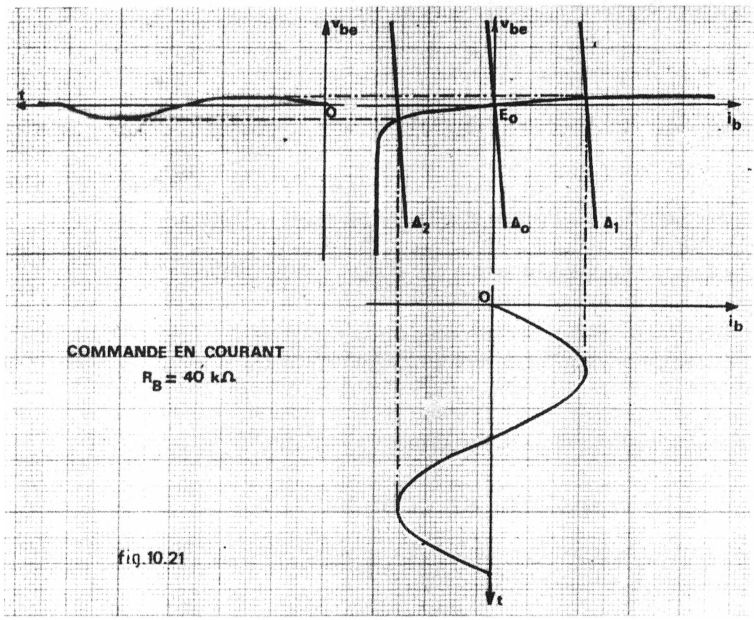


fig.10.21

Les points S_1 et S_2 sont symétriques par rapport à S_0 dans le réseau de sortie et les signaux $i_c(t)$ et $v_{ce}(t)$ sont très peu déformés (*fig.* 10.22).

Conclusion : *La commande en courant entraîne un minimum de distorsion des signaux de sortie.*

Remarque. — Explication des appellations « commande en courant » et « commande en tension ».

Lorsque R_B est très faible, l'équation de la droite d'attaque dynamique s'écrit

$$v_{be} = e_g - R_B . i_b ,$$

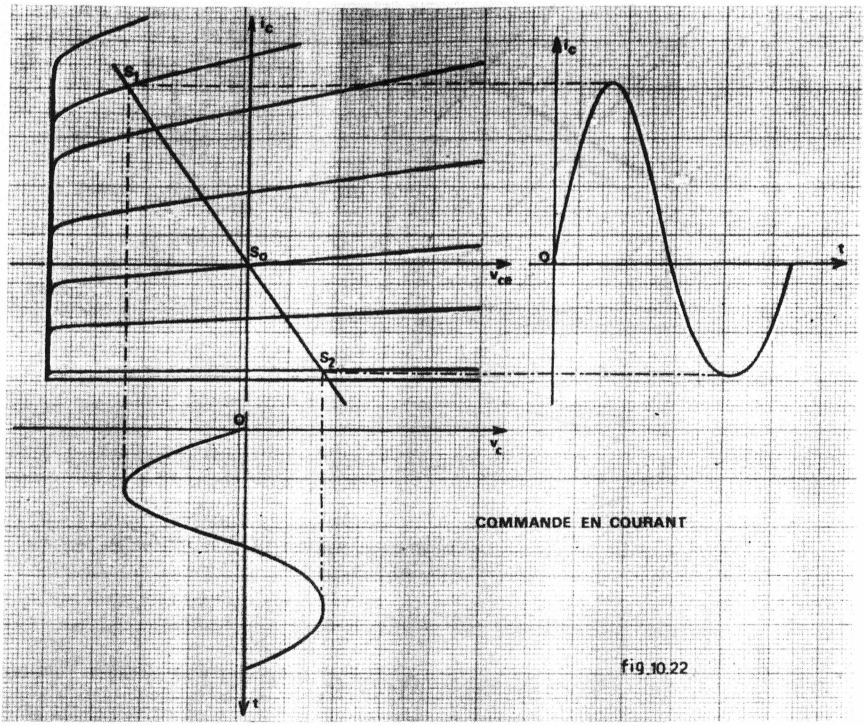
R_B étant très faible, le terme $R_B . i_b$ peut être négligé, d'où

$$v_{be} \approx e_g .$$

La tension d'entrée est égale à la tension à vide du générateur, on dit que la commande se fait en tension.

Lorsque R_B est très grande, l'équation de la droite d'attaque dynamique peut s'écrire

$$i_b = \frac{e_g}{R_B} - \frac{v_{be}}{R_B} ,$$



R_B étant très grande, le terme $\frac{v_{be}}{R_B}$ peut être négligé, d'où

$$i_b \approx \frac{e_g}{R_B}.$$

Le courant d'entrée est égal au courant que débiterait le générateur dans une résistance R_B, on dit que la commande se fait en courant.

10.4. Cas des petits signaux : amplification

On dit qu'**un étage travaille en régime de petits signaux, lorsque les variations des grandeurs par rapport au point de repos ont de très faibles amplitudes.**

Dans ces conditions, la portion de caractéristique d'entrée E_1E_2, décrite par le point de fonctionnement, peut être assimilée à un segment de droite. On dit que le transistor travaille en **régime linéaire** (*fig.* 10.23).

En conséquence, si $e_g(t)$ est sinusoïdale, les variations $i_b(t)$ et $v_{be}(t)$ seront sinusoïdales.

La portion de caractéristique de transfert en charge utilisée peut aussi être assimilée à un segment de droite. Si $i_b(t)$ est sinusoïdale, $i_c(t)$ sera aussi sinusoïdale.

Comme par ailleurs $v_{ce} = -R_C.i_c$, la fonction $v_{ce}(t)$ sera sinusoïdale.

Toutes les grandeurs relatives au circuit étant **sinusoïdales** et de même pulsation, on peut écrire leur équation en fonction du temps :

$$i_b(t) = i_{bm}.\sin(\omega t); \qquad v_{be}(t) = v_{bem}.\sin(\omega t);$$

$$i_c(t) = i_{cm}.\sin(\omega t); \qquad v_{ce}(t) = v_{cem}.\sin(\omega t + \pi).$$

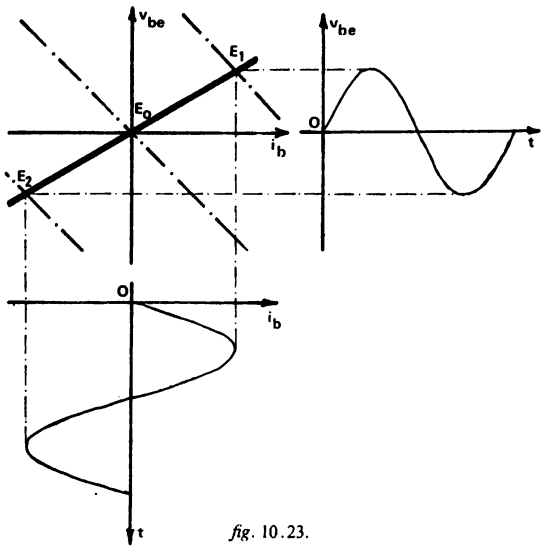


fig. 10.23.

10.4.1. Amplification en tension

Définition : *C'est le rapport* A_v *entre la tension de sortie* $v_{ce}(t)$ *et la tension d'entrée* $v_{be}(t)$:

$$A_v = \frac{v_{cem} \cdot \sin(\omega t + \pi)}{v_{bem} \cdot \sin(\omega t)} = -\frac{v_{cem}}{v_{bem}}.$$

10.4.2. Amplification en courant

Définition : *C'est le rapport* A_i *entre le courant de sortie* $i_c(t)$ *et le courant d'entrée* $i_b(t)$:

$$A_i = \frac{i_{cm} \cdot \sin(\omega t)}{i_{bm} \cdot \sin(\omega t)} = \frac{i_{cm}}{i_{bm}}.$$

10.4.3. Amplification en puissance

On définit la puissance de sortie P_s par la puissance fournie à la charge (ici la résistance R_C) en régime variable.

Dans le cas du régime sinusoïdal,

$$P_s = \frac{1}{2} \cdot v_{cem} \cdot i_{cm} \quad \text{(voir cours d'électricité)}.$$

De même, la puissance d'entrée P_e est définie par la puissance fournie au montage en régime variable. Si le régime est sinusoïdal :

$$P_e = \frac{1}{2} \cdot v_{bem} \cdot i_{bm}.$$

L'amplification de puissance est alors le rapport entre la puissance de sortie et la puissance d'entrée :

$$A_p = \frac{P_s}{P_e}.$$

Si toutes les grandeurs sont sinusoïdales :

$$A_p = \frac{v_{cem} \cdot i_{cm}}{v_{bem} \cdot i_{bm}} = |A_v| . A_i .$$

Remarques.

1. La puissance de sortie est généralement très supérieure à la puissance d'entrée. Ce n'est pas le transistor qui a fourni spontanément de la puissance. L'excédent, entre la puissance appliquée à l'entrée et celle recueillie par la charge, a été fourni par l'alimentation continue V_0.

Il y a seulement transformation de l'énergie d'une source de tension continue en énergie produite sous forme de tension variable.

2. Toutes les définitions énoncées dans ce paragraphe ne sont valables qu'en régime de basses fréquences (on dit encore en audiofréquences). En effet, à fréquence élevée, les jonctions présentent des effets capacitifs qui introduisent des déphasages entre courants et tensions. Ces déphasages, fonction de la fréquence, nécessiteront une définition plus précise des amplifications. Cette définition sera donnée dans l'ouvrage de terminale.

10.5. Le transistor en commutation

On a vu, dans le paragraphe 9.2, qu'il existait deux points limites de fonctionnement sur la droite de charge statique (*fig.* 10.24).

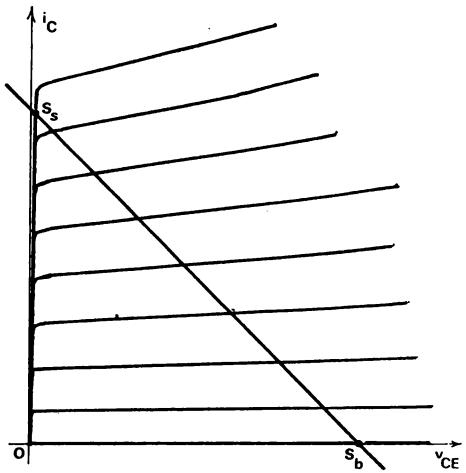


fig. 10.24.

Ce sont les points :

S_s, correspondant à l'état saturé,

S_b, correspondant à l'état bloqué.

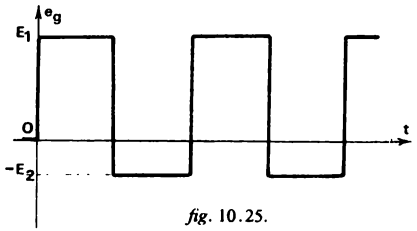


fig. 10.25.

Etudions le montage de la *figure* 10.10, lorsque $e_g(t)$ n'est plus une tension sinusoïdale, mais une tension en créneaux périodiques (*fig.* 10.25).

Comme dans le cas du régime sinusoïdal, la droite d'attaque en régime variable, d'équation

$$v_{BE} = e_G - R_B.i_B ,$$

se déplace parallèlement à elle-même, mais ne prend que deux positions :

L_1, lorsque $e_g(t) = E_1$,

L_2, lorsque $e_g(t) = -E_2$ (*fig.* 10.26).

Les points de fonctionnement à l'entrée sont alors en E_s et E_b.

En E_s, la valeur de $i_B = i_{Bs}$ est supérieure à $\frac{I_{csat}}{\beta_s}$, le point de fonctionnement dans le réseau de sortie est en S_s.

Le transistor est saturé.

On a alors

$$\boxed{i_C = I_{c\,sat} \text{ et } v_{CE} = V_{ce\,sat} .}$$

Au point E_b, pour lequel $i_B = 0$, correspond dans le réseau de sortie le point S_b pour lequel

$$\boxed{i_C = 0 \text{ et } v_{CE} = V_0 .}$$

Le transistor est bloqué.

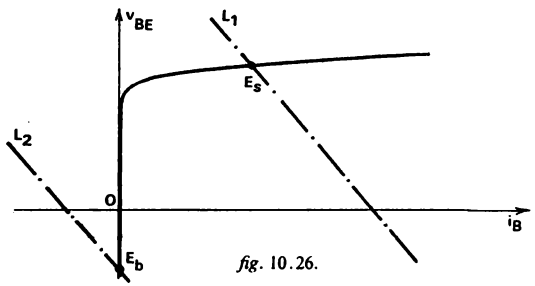


fig. 10.26.

Les deux seuls états de fonctionnement du transistor sont l'état bloqué et l'état saturé. On dit que **le transistor fonctionne en « tout ou rien » ou en commutation.**

Bilan des puissances

- *Etat bloqué* :

$$P_s = R_C.i_C^2 = 0 ,$$

$$P_e = v_{BE}.i_B = 0 .$$

La puissance dissipée dans le transistor est nulle puisque $i_C = 0$.

• *Etat saturé* :

$$P_s = R_C . i_C^2 = R_C \left(\frac{V_0 - V_{ce\,sat}}{R_C} \right)^2 \approx \frac{V_0^2}{R_C},$$

$$P_e = v_{BE} . i_B = v_{BEs} . i_{Bs} .$$

La puissance dissipée dans le transistor ($v_{CE} . i_C$) est très faible car $v_{CE} = V_{ce\,sat} \approx 0$.

On constate que, quel que soit l'état du transistor, la puissance qu'il dissipe est pratiquement nulle. Les seules limitations sont imposées par

— la tenue en tension à l'état bloqué ($v_{CE} = V_0$),

— la tenue en courant à l'état saturé $\left(i_C \approx \frac{V_0}{R_C} \right)$.

Par contre, dans la charge, la puissance fournie est nulle à l'état bloqué et maximale à l'état saturé. Le transistor se comporte donc comme un interrupteur, ouvert à l'état bloqué, fermé à l'état saturé.

Si l'on considère la puissance fournie à l'entrée, de l'ordre du milliwatt, pour commander une puissance de sortie de l'ordre du watt, on voit qu'on a affaire à un interrupteur commandé par une faible puissance.

Un tel élément s'appelle, en électricité, un **relais.** Mais, ce relais ne présente aucune pièce mobile (contact), d'où le nom de relais statique donné au transistor.

M.10. Mesures de laboratoire

M.10.1. Mesure de l'amplification en tension : utilisation du millivoltmètre électronique en décibel-mètre

M.10.1.1. Montage expérimental (*fig.* M.10.1)

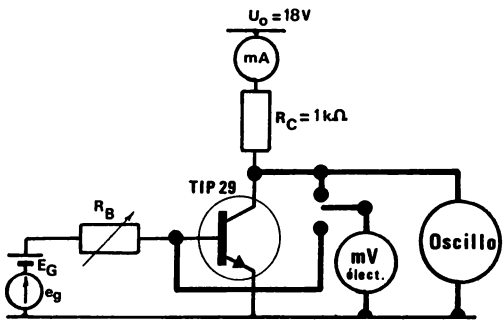


fig. M.10.1.

M.10.1.2. Le décibel

L'amplification en puissance est un nombre relativement grand, d'où l'idée d'utiliser le logarithme décimal pour exprimer cette grandeur.

Le logarithme décimal, $\log A_p$, est alors exprimé en bels (symbole : B).

Mais le nombre obtenu étant généralement trop petit, on utilise un sous-multiple, le **décibel** (symbole : **dB**), qui représente donc **10 log A_p**.
Cette quantité se nomme **gain en puissance G_p :**

$$G_p = 10 \log A_p .$$

Par extension, on a introduit le **gain en tension G_v :**

$$G_v = 20 \log |A_v|$$

et **le gain en courant G_i :**

$$G_i = 20 \log |A_i| ,$$

qui s'expriment aussi tous deux en décibels.

Exemples :

$A_p = 10^3 \Rightarrow G_p = 30$ dB ,

$A_v = 10^2 \Rightarrow G_v = 40$ dB .

M.10.1.3. Etude du millivoltmètre électronique (*fig.* M.10.2).

Le millivoltmètre électronique présente deux types de graduations :

- sur le cadran :

— une graduation linéaire classique,
— une graduation logarithmique (rouge en général) qui porte la mention dB ;

- autour du bouton de calibrage :

— des calibres en volts et millivolts,
— des calibres en décibels.

Par définition du gain en tension,

$$G_v = 20 \log |A_v| = 20 \log \left(\frac{v_{cem}}{v_{bem}}\right)$$

Or, le voltmètre électronique ne mesure que des valeurs efficaces :

$$v_{cem} = V_{ce}\sqrt{2} \quad \text{et} \quad v_{bem} = V_{be}\sqrt{2} .$$

Il vient donc

$$G_v = 20 \log \left(\frac{V_{ce}}{V_{be}}\right) = 20 \log V_{ce} - 20 \log V_{be} .$$

Mesurer un gain revient à faire la différence de deux lectures.

Exemple de mesure :

Supposons que $V_{be} = 0{,}077$ V.

On place, pour mesurer cette tension, le bouton de calibre sur 100 mV (− 20 dB) et on lit sur la graduation dB du cadran, le niveau 0 (*fig.* M.10.3.*a*).

Si, par exemple, $V_{ce} = 3{,}87$ V, pour mesurer la tension de sortie, on va placer le bouton de calibre sur 10 V (+ 20 dB) et lire sur la graduation dB du cadran, le niveau − 6 (*fig.* M.10.3.*b*).

Pour obtenir le gain en tension, il suffit de déterminer quel est le nombre de décibels qui séparent ces deux mesures.

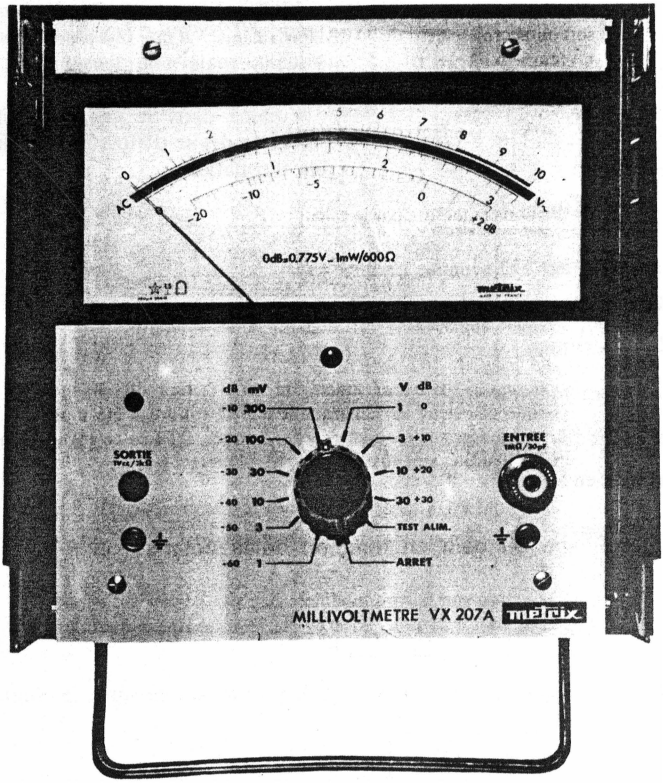


fig. M.10.2.

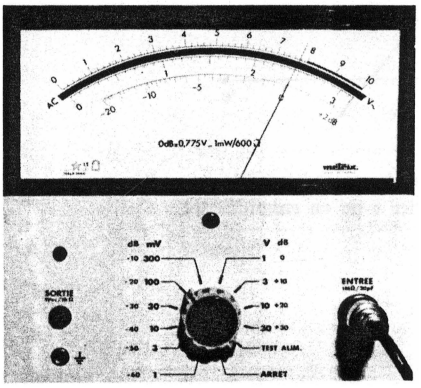


fig. M.10.3.*a.*

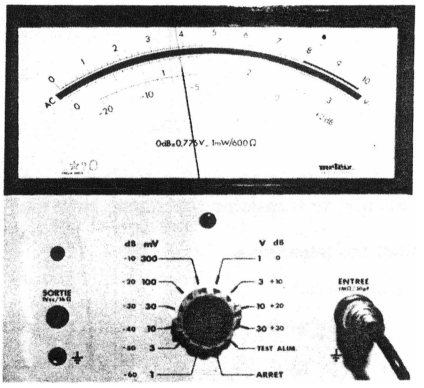


fig. M.10.3.*b.*

Le bouton de calibre est passé de la position (− 20 dB) à la position (+ 20 dB), soit un accroissement de 40 dB. Par ailleurs, l'aiguille est passée du niveau 0 au niveau − 6.

Le nombre de décibels qui séparent les deux mesures est donc

$$+ 40 - 6 = + 34 \text{ dB},$$

$$G_v = + 34 \text{ dB}.$$

Vérifions la mesure par le calcul :

$$A_v = \frac{3{,}87}{0{,}077} = 50.$$

$$\log 50 = + 1{,}7 \Rightarrow 20 \log 50 = + 34 \text{ dB}.$$

Remarque. — L'accroissement de 40 dB lors du changement de calibre s'explique aisément en remarquant que le calibre a été multiplié par 100, le logarithme décimal a augmenté de 2 unités, 20 fois ce logarithme s'est donc accru de 40 unités soit 40 dB.

M.10.1.4. Mesure du gain en fonction de la polarisation

Par action sur E_G, on modifiera le point de repos du transistor, et l'on fera varier I_C de 1 à 15 mA, par exemple. Pour chaque valeur de I_C, on mesurera le gain en tension, en prenant bien soin de vérifier à l'oscilloscope que le système travaille en régime linéaire (signal de sortie non déformé). On diminuera si nécessaire l'amplitude du signal variable. Ces conditions étant réunies, on pourra tracer la courbe $G_v = f(I_C)$ (*fig.* M.10.4).

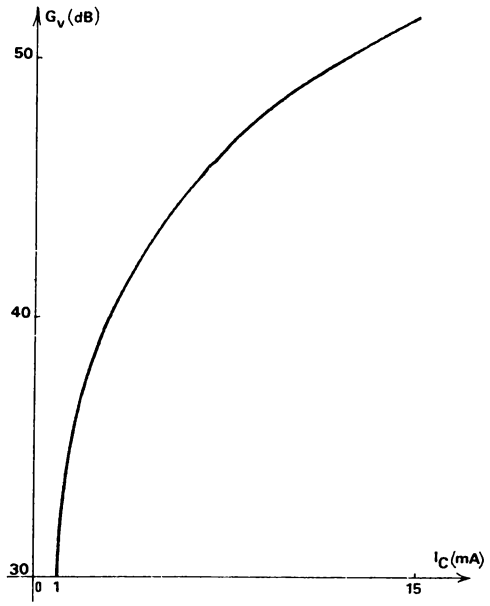


fig. M.10.4.

M.10.2. Etude des temps de commutation d'un transistor

M.10.2.1. Montage expérimental (*fig.* M.10.5).

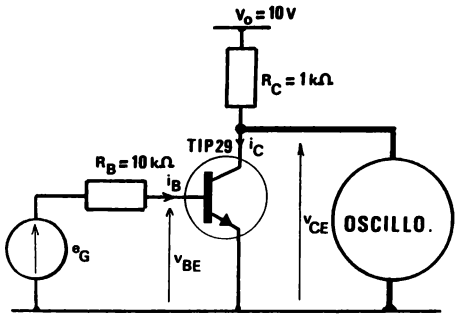


fig. M.10.5.

Le générateur qui fournit la tension $e_G(t)$ est un générateur de créneaux de période 1 kHz (*fig.* M.10.6).

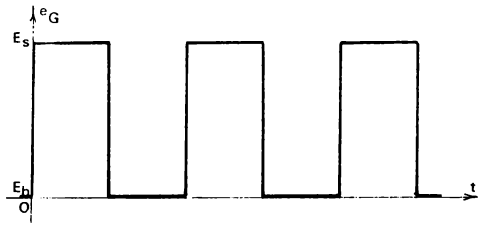


fig. M.10.6.

M.10.2.2. Conditions de blocage et de saturation

Blocage : pour que le transistor soit bloqué, il faut et il suffit que la jonction émetteur-base soit polarisée en inverse.

Or,

$$v_{BE} = e_G - R_B . i_B . \qquad (1)$$

Si le transistor est bloqué :

$$i_B = 0 \Rightarrow v_{BE} = e_G .$$

Pour que la jonction émetteur-base soit bloquée, il suffit donc que e_G soit inférieur à 0,7 V pour un transistor au silicium ou à 0,2 V pour un transistor au germanium.

Pour assurer le blocage quel que soit le type de transistor, on prendra, par exemple,

$$E_b = 0 .$$

Saturation : pour que le transistor soit saturé, il faut et il suffit que le courant i_B soit supérieur à I_{bs}, avec

$$I_{bs} = \frac{I_{csat}}{\beta_s}, \quad \text{où} \quad I_{csat} \approx \frac{V_0}{R_C} .$$

Le constructeur fournit des valeurs limites de β_s pour un type donné de transistor.

Exemple. — Transistor type TIP 29 : $40 < \beta_s < 60$.

Pour assurer la saturation quel que soit l'échantillon, il suffit de choisir la valeur minimale de β_s. En effet, celle-ci entraîne la valeur maximale de I_{bs} nécessaire à la saturation. La relation (1) entraîne

$$i_B = \frac{e_G - v_{BE}}{R_B} \geqslant I_{bs},$$

or,

$$I_{bs\,max} = \frac{I_{csat}}{\beta_{s\,min}} = \frac{V_0}{\beta_{s\,min} \cdot R_C},$$

d'où l'on tire la valeur minimale de e_G :

$$e_{G\,min} = \frac{V_0 \cdot R_B}{\beta_{s\,min} \cdot R_C} + v_{BE}.$$

On prendra par exemple :

$$E_s = 10\ V.$$

M.10.2.3. Mesure d'un temps de montée à l'oscilloscope

Définition du temps de montée d'un signal : *si un signal $s(t)$ passe d'une valeur s_{min} à une valeur s_{max}, on appelle temps de montée t_m du signal, le temps qui s'écoule entre le passage de $s(t)$ à la valeur $s_{min} + 10\,\%\,\Delta$ et le passage à la valeur $s_{min} + 90\,\%\,\Delta$, en posant*

$$\Delta = s_{max} - s_{min} \quad (fig.\ M.10.7).$$

La définition est identique pour le temps de descente d'un signal $s(t)$ qui passe de la valeur s_{max} à la valeur s_{min}.

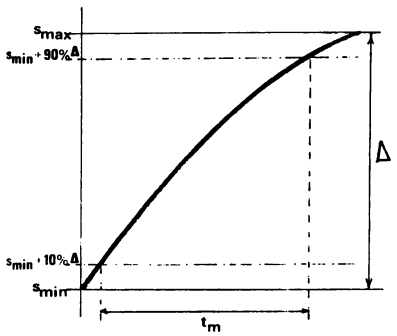


fig. M.10.7.

Mesure de t_m à l'oscilloscope

La plupart des écrans d'oscilloscopes présentent une graticulation permettant la mesure directe du temps de montée (*fig.* M.10.8).

On remarque deux lignes pointillées correspondant à 10 % et 90 % de l'intervalle qui sépare l'axe inférieur de l'axe supérieur.

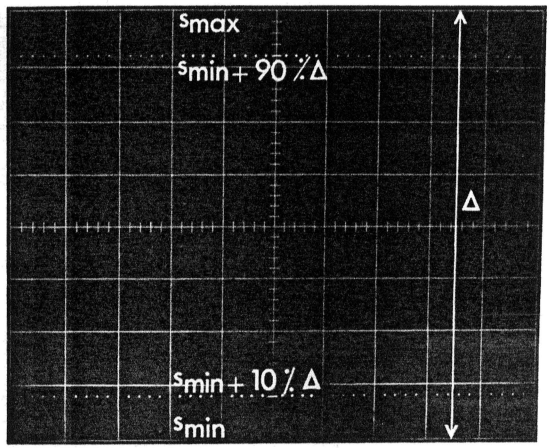


fig. M.10.8.

Première opération : On règle le gain de l'amplificateur vertical et la base de temps pour que le signal occupe la totalité de l'écran (*fig.* M.10.9).

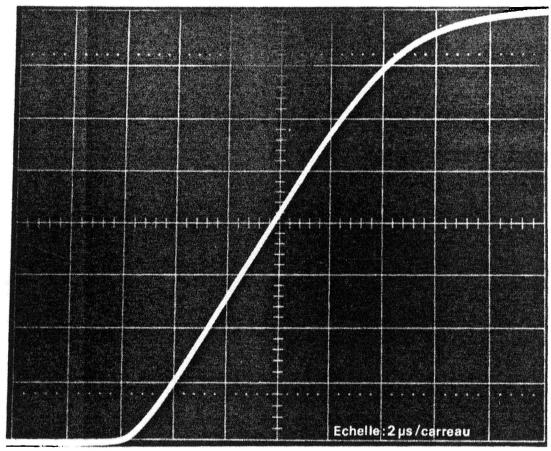


fig. M.10.9.

Remarque importante. — La synchronisation de l'oscilloscope sera en position « déclenché », pour que la base de temps soit parfaitement étalonnée (*cf.* 3.2.4).

Deuxième opération : On modifie le cadrage horizontal pour amener la courbe sur la division $s_{min} + 10\,\% \Delta$ (*fig.* M.10.10), et l'on mesure le temps t_1 qui s'écoule entre le passage à $s_{min} + 10\,\% \Delta$ (axe central vertical) et le passage à $s_{min} + 50\,\% \Delta$ (axe central horizontal).

Troisième opération : On modifie le cadrage horizontal pour amener la courbe sur la division $s_{min} + 90\,\% \Delta$ (*fig.* M.10.11), et l'on mesure le temps t_2 qui s'écoule entre le passage à $s_{min} + 50\,\% \Delta$ et le passage à $s_{min} + 90\,\% \Delta$.

Le temps de montée t_m est égal à $t_1 + t_2$.

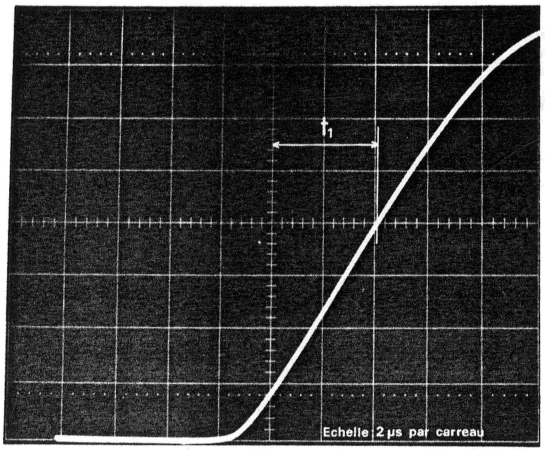


fig. M.10.10.

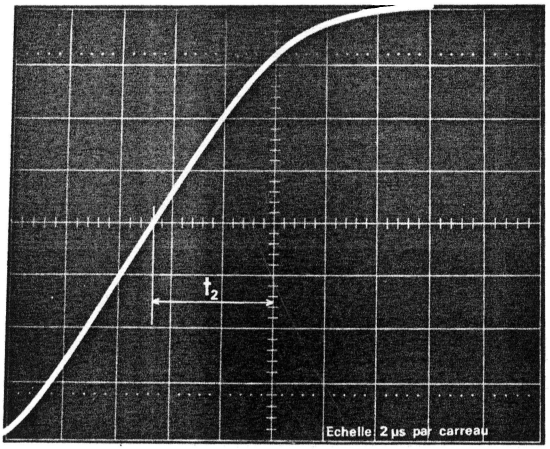


fig. M.10.11.

M.10.2.4. Mesure des temps de commutation

On applique des créneaux à l'entrée du montage et l'on obtient à la sortie une succession de blocages et de saturations du transistor.

L'oscillogramme de la tension $v_{CE}(t)$ est donné *figure* M.10.12.

Passage de la saturation au blocage :

$$t_m = 7{,}4\ \mu s\ .$$

Passage du blocage à la saturation :

$$t_d = 1{,}52\ \mu s\ .$$

M.10.2.5. Etude des temps de commutation en montage dit « inversé »

On appelle **montage « inversé »,** *le montage qui consiste à permuter les rôles de l'émetteur et du collecteur* (*fig.* M.10.13).

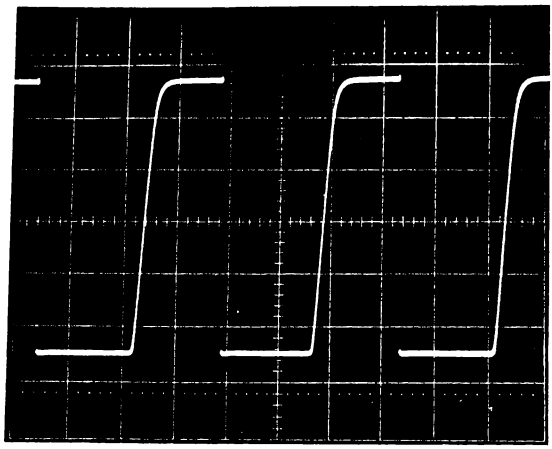


fig. M.10.12.

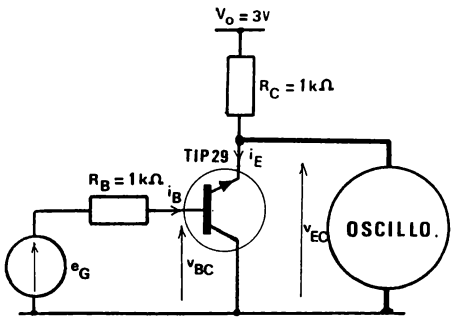


fig. M.10.13.

En raison de la dissymétrie importante des jonctions émetteur-base et collecteur-base, **le gain en courant β_{inv} du transistor est nettement plus faible que dans le montage normal.**

Remarque importante. — Il faudra veiller à diminuer la tension d'alimentation V_0, la tenue en inverse de la jonction émetteur-base étant beaucoup plus faible que celle de la jonction collecteur-base. Or, lors du blocage, $v_{EB} = V_0 - E_b$ et si l'on conserve la valeur précédente de E_b, soit

$$E_b = 0 \Rightarrow v_{EB} = V_0 .$$

On devra donc avoir

$$V_0 < v_{BE\,inv\,max} .$$

Si l'on conserve la valeur E_s choisie au paragraphe M.10.2.2, il sera nécessaire de changer la valeur de R_B.

En effet, lors de la saturation,

$$E_s = v_{BC} + R_B . i_B , \quad \text{avec} \quad i_B \geqslant I_{bs} = \frac{V_0 - V_{ec\,sat}}{\beta_{inv\,min} \cdot R_C} ,$$

d'où l'on tire

$$R_B \leqslant \frac{\beta_{inv\,min} \cdot R_C(E_z - v_{BC})}{V_0 - V_{ec\,sat}}.$$

Mesure des temps de commutation

Passage de la saturation au blocage :

$$t_{mi} = 2{,}96\ \mu s\ .$$

Passage du blocage à la saturation :

$$t_{di} = 2{,}28\ \mu s\ .$$

Le temps de montée est nettement plus faible qu'en montage normal.

Le fonctionnement en commutation est une des applications essentielles du montage « inversé ».

E.10. Exercices

Exercices d'application

E.10.1

Etant donné le montage de la *figure* E.10.1, le transistor admet le réseau de caractéristiques de la *figure* E.10.2.

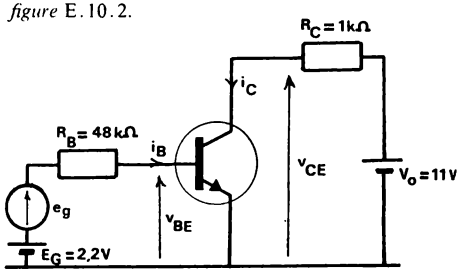


fig. E.10.1.

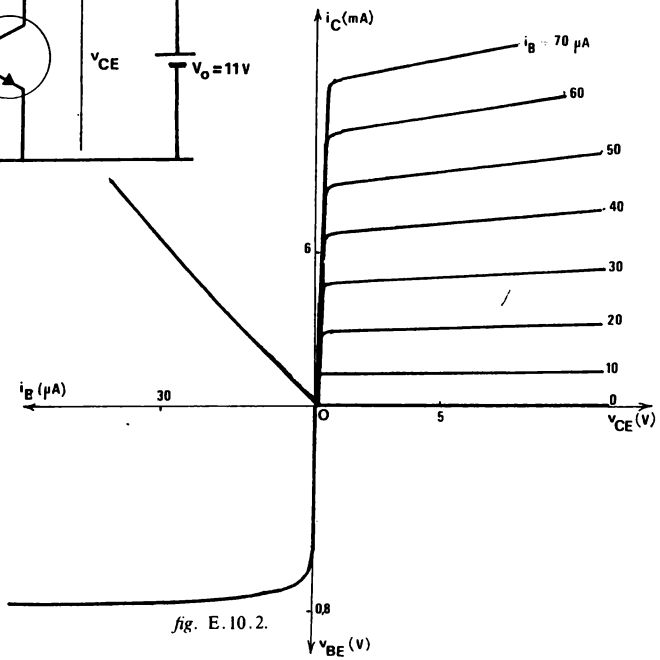


fig. E.10.2.

a) Lorsque $e_g(t) = 0$, déterminer le point de repos du montage.

b) On applique une tension $e_g(t) = E.\sin(\omega t)$, d'amplitude telle que $i_B(t)$ varie en fonction du temps suivant la loi $i_B(t) = I_B + i_{bm}.\sin(\omega t)$, avec $i_{bm} = 10\ \mu A$.

Déterminer graphiquement les grandeurs $i_c(t)$ et $v_{ce}(t)$.

En déduire l'amplification en courant A_i et l'amplification en tension A_v.

Solution :

a) L'équation de la droite de charge s'écrit

$$V_{CE} = V_0 - R_C.I_C ,$$

soit

$$V_{CE} = 11 - 10^3.I_C .$$

Cette droite est représentée par D_c dans le plan $(i_C ; v_{CE})$ (*fig.* E.10.3).

L'équation de la droite d'attaque statique s'écrit

$$V_{BE} = E_G - R_B.I_B ,$$

soit

$$V_{BE} = 2{,}2 - 48.10^3.I_B .$$

Cette droite est représentée par D_a dans le plan $(i_B ; v_{BE})$ (*fig.* E.10.3).

Le point de repos dans le réseau d'entrée est situé à l'intersection de la droite d'attaque statique avec la caractéristique moyenne d'entrée, soit le point E_0 de coordonnées :

$$I_B = 30\ \mu A ; \quad V_{BE} = 760\ mV .$$

Le point de repos dans le réseau de sortie est situé à l'intersection de la droite de charge statique avec la caractéristique $i_B = 30\ \mu A$ soit le point S_0 de coordonnées :

$$I_C = 5\ mA ; \quad V_{CE} \approx 6\ V .$$

b) L'amplitude de i_b étant égale à 10 μA, on en déduit les points limites de fonctionnement E_1 et E_2 dans le réseau d'entrée ainsi que les points limites S_1 et S_2 dans le réseau de sortie (*fig.* E.10.3).

Les projections de S_{t_0} (point de fonctionnement dans le réseau de sortie à l'instant $t = t_0$) permettent de tracer les graphes de $i_c(t)$ et $v_{ce}(t)$ (*fig.* E.10.3).

Il suffit de lire les amplitudes de variations des différentes grandeurs :

$$i_{bm} = 10\ \mu A \Rightarrow v_{bem} = 10\ mV ,$$

$$i_{cm} = 1{,}8\ mA \Rightarrow v_{cem} = 1{,}8\ V .$$

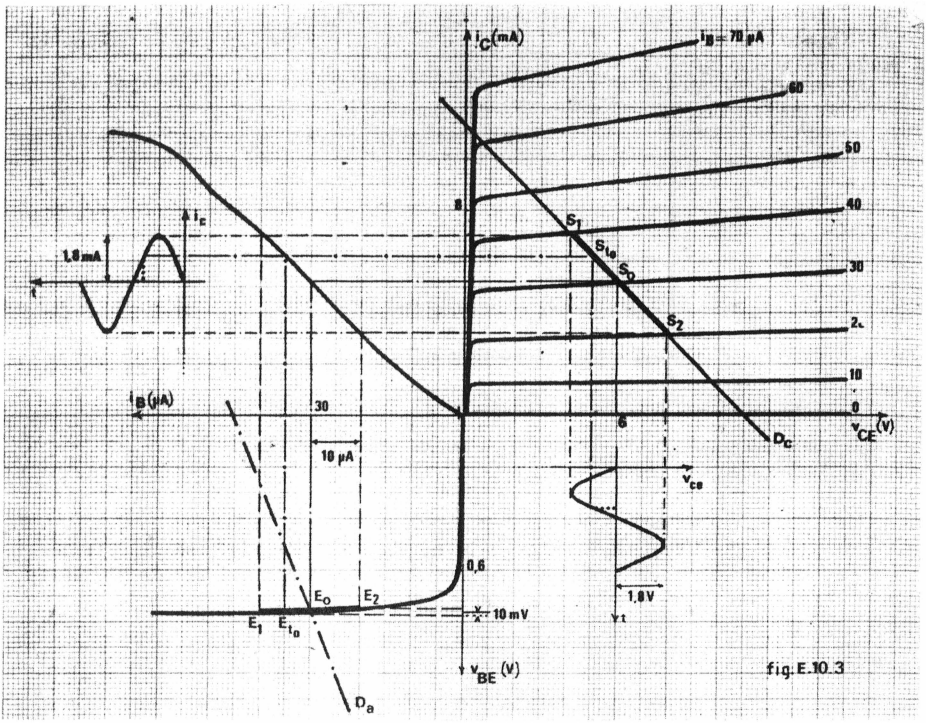
On en déduit :

— l'amplification en courant :

$$A_i = \frac{i_{cm}}{i_{bm}} = 180 ,$$

— l'amplification en tension :

$$A_v = -\frac{v_{cem}}{v_{bem}} = -180 .$$



E.10.2

Etude du transistor à effet de champ en commutation

Soit le montage de la *figure* E.10.4 dans lequel le transistor présente le réseau de caractéristiques de la *figure* E.10.5.

a) $e(t) = 0$.
Quelle est la valeur du courant i_D et de la tension v_{DS} ?
Montrer que le transistor est équivalent à une résistance dont on calculera la valeur.
b) $e(t) = -E$ avec $E = V_p$.
Déterminer le point de fonctionnement du montage.
c) $e(t)$ est une tension en créneaux périodiques négatifs de hauteur E.
Tracer le graphe de $v_{DS}(t)$.
Que devient ce graphe si $R_D = 1\ k\Omega$?

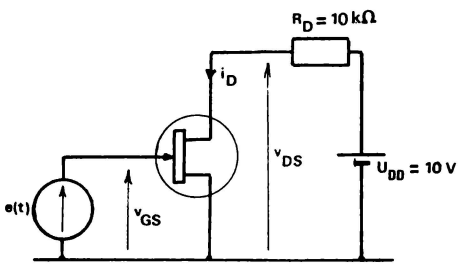


fig. E.10.4.

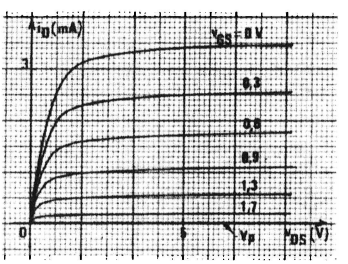


fig. E.10.5.

Solution :

a) L'équation de la droite de charge s'écrit

$$v_{DS} = U_{DD} - R_D . i_D .$$

Dans le réseau de sortie, cette droite (D_1) passe par les points ($i_D = 0$; $v_{DS} = 10$ V) et ($i_D = 1$ mA ; $v_{DS} = 0$) (*fig.* E.10.6).

Le point de fonctionnement M_1 est l'intersection de cette droite avec la caractéristique $v_{GS} = 0$.

Ses coordonnées sont

$$\boxed{i_D \approx 1 \text{ mA} ; \quad v_{DS} = 0{,}25 \text{ V} .}$$

Le transistor équivaut donc à une résistance r_{ds} telle que

$$v_{DS} = r_{ds} . i_D , \quad \text{soit} \quad \boxed{r_{ds} = 250\ \Omega .}$$

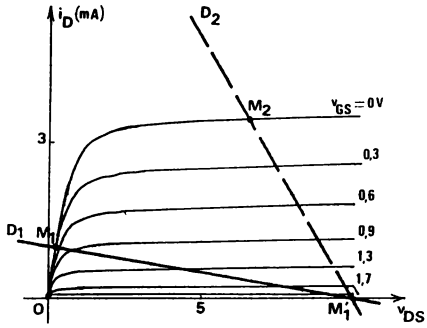


fig. E.10.6.

b) Le point de fonctionnement M_1' est l'intersection de la droite de charge avec la caractéristique $v_{GS} = -V_p$. Ses coordonnées sont

$$\boxed{i_D = 0 ; \quad v_{DS} = 10 \text{ V} .}$$

c) On vient de voir que

$$e = 0 \quad \Rightarrow v_{DS} = 0{,}25 \text{ V} ,$$

$$e = -V_p \Rightarrow v_{DS} = 10 \text{ V} .$$

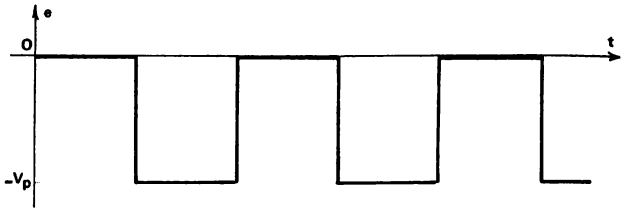
Si la tension $e(t)$ est formée de créneaux périodiques négatifs de hauteur E, le graphe de $v_{DS}(t)$ devient donc celui de la *figure* E.10.7.*a*.

Si $R_D = 1$ kΩ, la droite de charge devient la droite (D_2) dans le réseau de sortie (*fig.* E.10.6).

Pour $e = -V_p$, le point de fonctionnement reste le même. Par contre, pour $e = 0$, le point de fonctionnement vient en M_2 de coordonnées

$$\boxed{i_D = 3{,}5 \text{ mA} ; \quad v_{DS} = 6{,}5 \text{ V} .}$$

Le graphe de $v_{DS}(t)$ devient alors celui de la *figure* E.10.7.*b*.



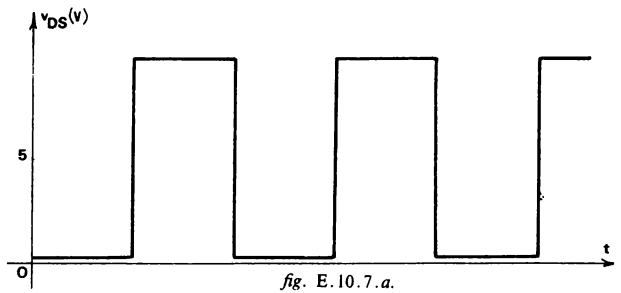


fig. E.10.7.*a*.

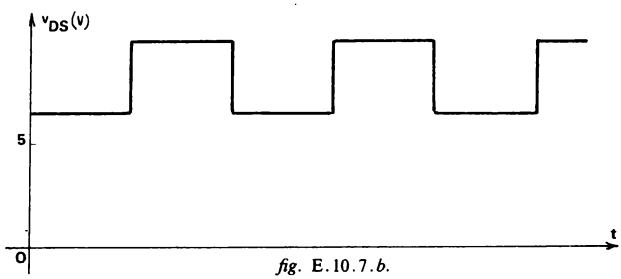


fig. E.10.7.*b*.

Exercices de synthèse

E.10.3

Etant donné le montage de la *figure* E.10.8, le transistor présente le réseau de caractéristiques idéalisé de la *figure* E.10.9. On admettra par ailleurs que v_{BE} = Cte = 0,6 V pour tout i_B positif.

a) Lorsque $e_g(t) = 0$, déterminer le point de repos du montage.
b) On applique une tension $e_g(t)$ comme l'indique la *figure* E.10.10.
Lorsque E = 4,7 V, tracer les graphes de $i_B(t)$, $v_{BE}(t)$, $i_C(t)$ et $v_{CE}(t)$.
Tracer ces mêmes graphes lorsque E = 14,1 V.
En déduire la valeur limite de E pour que le transistor ne soit jamais bloqué.

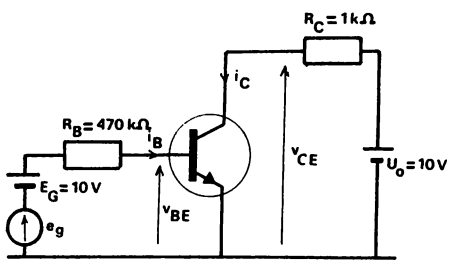


fig. E.10.8.

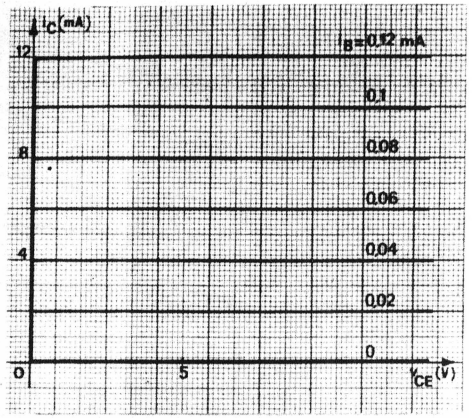


fig. E.10.9.

c) On remplace la résistance $R_B = 470\ k\Omega$ par une résistance de 100 kΩ. Déterminer le point de repos du montage.

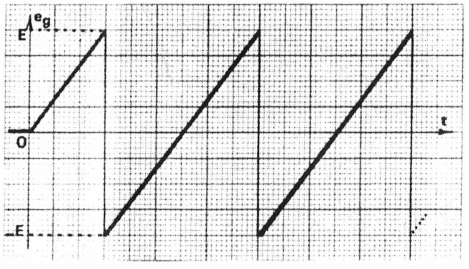


fig. E.10.10.

Tracer les graphes des courants et tensions en régime variable lorsque E = 0,3 V et E = 1,2 V. En déduire la valeur limite de E pour que le transistor ne soit jamais saturé.

Réponses : *a*) $I_B = 0{,}02$ mA ; $I_C = 2$ mA ; $V_{CE} = 8$ V. *b*) $E_{max} = 9{,}4$ V. *c*) $E_{max} = 0{,}6$ V.

E.10.4

Etant donné le montage de la *figure* E.10.11, E_G est ajusté pour que le point de repos du montage soit en S_0 (*fig.* E.10.12).

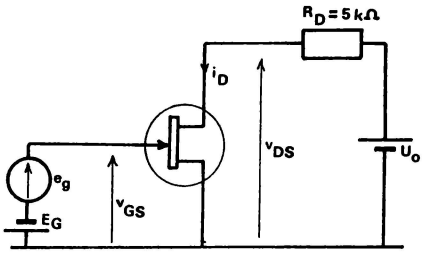


fig. E.10.11.

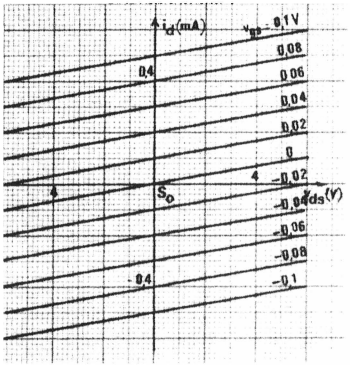


fig. E.10.12.

On donne, par ailleurs, le réseau de caractéristiques dynamiques du transistor à effet de champ autour du point de repos S_0 (*fig.* E.10.12).

La tension $e_g(t)$ est de la forme $e_g(t) = 0{,}1 . \sin(\omega t)$.

Déterminer graphiquement les variations $i_d(t)$ du courant de drain et les variations $v_{ds}(t)$ de la tension drain-source.

En déduire l'amplification en tension $\frac{v_{ds}(t)}{v_{gs}(t)}$ du montage.

E.10.5

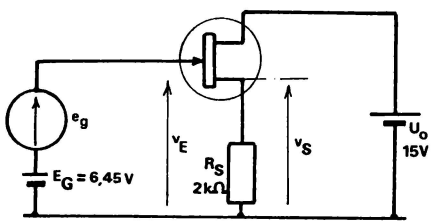


fig. E.10.13.

Montage drain commun (*fig.* E.10.13)

Le transistor à effet de champ admet le réseau de caractéristiques de la *figure* E.10.14.

a) Etude en continu $[e_g(t) = 0]$.

Equation de la droite de charge.

En déduire la caractéristique de transfert en charge.

Déterminer le point de repos du montage.

b) Etude en régime variable

$$[e_g(t) = 2{,}45 . \sin(\omega t)].$$

Déterminer les points limites de fonctionnement.

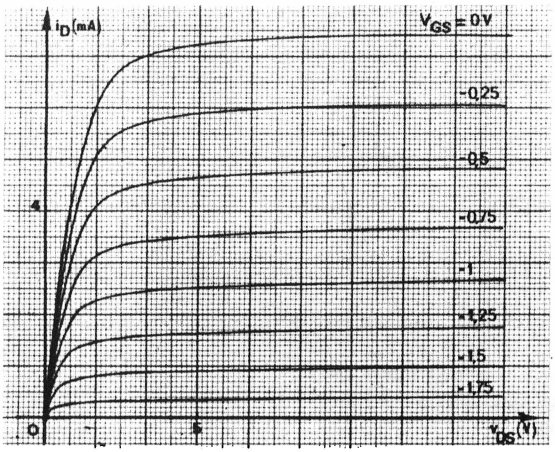


fig. E.10.14.

Déterminer graphiquement les tensions $v_{GS}(t)$ et $v_{DS}(t)$ ainsi que le courant $i_D(t)$.

En déduire les graphes des tensions $v_e(t)$ et $v_s(t)$ ainsi que l'amplification en tension du montage.

E.10.6

Montage à résistance d'émetteur (*fig.* E.10.15)

Le transistor admet le réseau de sortie de la *figure* E.10.16.

a) Etude en continu $[e_g(t) = 0]$.

Equation de la droite de charge statique (on négligera i_B devant i_C).

En déduire la caractéristique de transfert en charge.

Equation de la droite d'attaque statique (on admettra que v_{BE} = Cte = 0,6 V pour tout i_B positif) ($\beta_s \approx 170$).

En déduire le point de repos du montage.

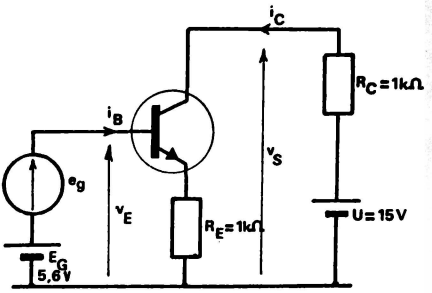


fig. E.10.15.

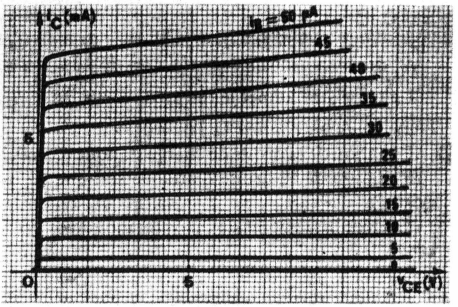


fig. E.10.16.

b) *Etude en régime variable* $[e_g(t) = 2 \sin(\omega t)]$.

Déterminer les points limites de fonctionnement.

Déterminer graphiquement les courants $i_B(t)$ et $i_C(t)$ ainsi que la tension $v_{CE}(t)$. En déduire l'amplification en courant.

En déduire les graphes des tensions $v_e(t)$ et $v_s(t)$ ainsi que l'amplification en tension $\dfrac{v_s(t)}{v_e(t)}$.

E.10.7

Montage à résistance de source (*fig.* E.10.17)

Le transistor à effet de champ admet le réseau de sortie de la *figure* E.10.18.

a) *Etude en continu* $[e_g(t) = 0]$.

Déterminer le point de repos du montage.

b) *Etude en régime variable*

$[e_g(t) = 1{,}15 . \sin(\omega t)]$.

Déterminer les points limites de fonctionnement.

Déterminer graphiquement les tensions $v_{GS}(t)$ et $v_{DS}(t)$ ainsi que le courant $i_D(t)$.

En déduire les graphes des tensions $v_e(t)$ et $v_s(t)$ ainsi que l'amplification en tension $\dfrac{v_s(t)}{v_e(t)}$ du montage.

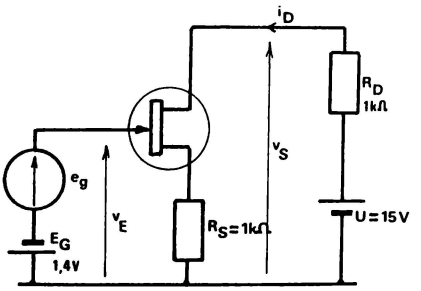


fig. E.10.17.

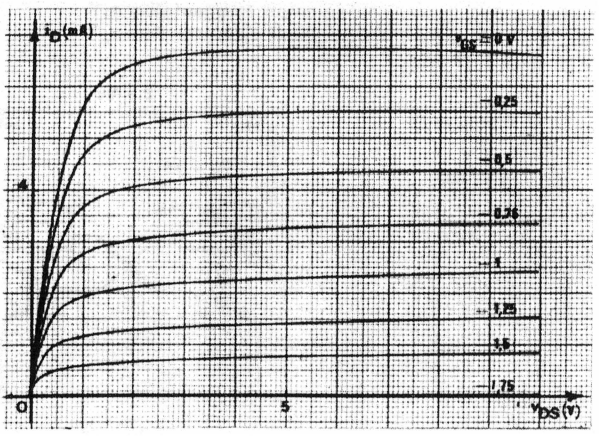


fig. E.10.18.

E.10.8

Montage collecteur commun (*fig.* E.10.19)

Le transistor admet le réseau de sortie de la *figure* E.10.20.

a) Etude en continu $[e_g(t) = 0]$.

Equation de la droite de charge statique (on négligera le courant i_B devant le courant i_C).

Equation de la droite d'attaque statique ($\beta_s \approx 170$) (on admettra que $v_{BE} = 0{,}6$ V pour tout i_B positif).

En déduire le point de repos du montage.

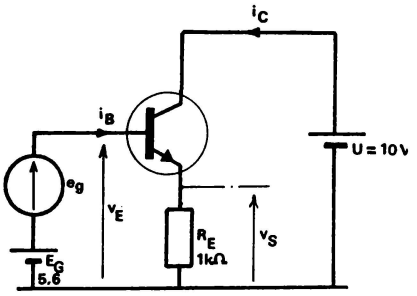


fig. E.10.19.

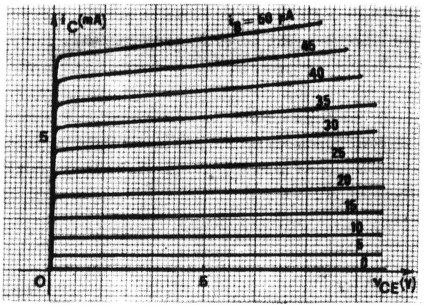


fig. E.10.20.

b) Etude en régime variable.

On applique une tension sinusoïdale $e_g(t)$, d'amplitude telle que $i_B(t)$ varie en fonction du temps suivant la loi $i_B(t) = I_B + i_{bm}.\sin(\omega t)$, avec $i_{bm} = 0{,}015$ mA.

Déterminer les points limites de fonctionnement.

Déterminer graphiquement les courants $i_B(t)$, $i_C(t)$ et la tension $v_{CE}(t)$.

En déduire l'amplification en courant.

En déduire les graphes de $v_e(t)$ et $v_s(t)$ ainsi que l'amplification en tension $\dfrac{v_s(t)}{v_e(t)}$ du montage.

E.10.9

Montage bistable

Soit le montage de la *figure* E.10.21. On donne $\beta_s = 100$; $V_{CE\,sat} = 0$; $v_{BE} = 0{,}6$ V pour tout i_B positif.

a) Montrer que si $u_e = 10$ V, le transistor est saturé. Que vaut alors u_s ?

b) Montrer que si $u_e = 0$ V, le transistor est bloqué. Que vaut alors u_s ?

c) On réalise le montage de la *figure* E.10.22.

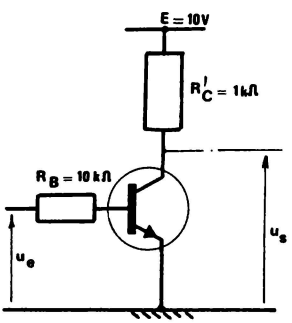


fig. E.10.21

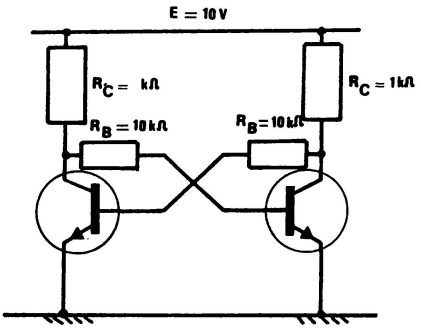


fig. E.10.22.

Quels sont les deux états stables possibles du système ?
Quelle est la valeur maximale de R_B (R_C = 1 kΩ) pour que ces deux états existent ?
Imaginer un système permettant au montage de passer d'un état à l'autre.

E.10.10

Portes logiques

Dans les quatre montages étudiés les diodes sont supposées idéales.

a) On réalise les deux montages de la *figure* E.10.23. Les tensions $e_1(t)$ et $e_2(t)$ sont celles de la *figure* E.10.24.
Déterminer les graphes des tensions $u_1(t)$ et $u_2(t)$.
Quelles sont les fonctions logiques réalisées ?

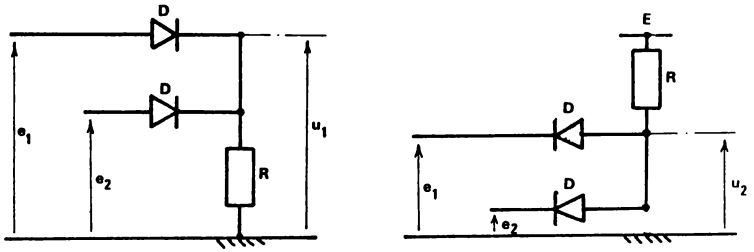


fig. E.10.23.

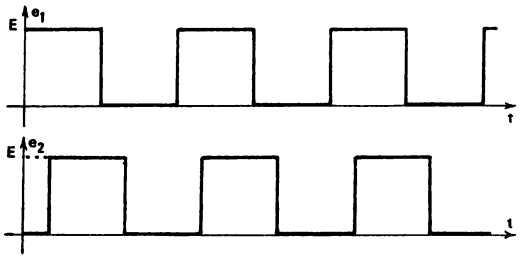


fig. E.10.24.

b) On réalise les deux montages de la *figure* E.10.25.
Le transistor est caractérisé par les grandeurs suivantes : $\beta_s = 100$; $V_{CE\,sat} = 0$; $v_{BE} = 0{,}6$ V pour tout i_B positif.
Déterminer les graphes des tensions $u_{s1}(t)$ et $u_{s2}(t)$.
Quelles sont les fonctions logiques réalisées ?

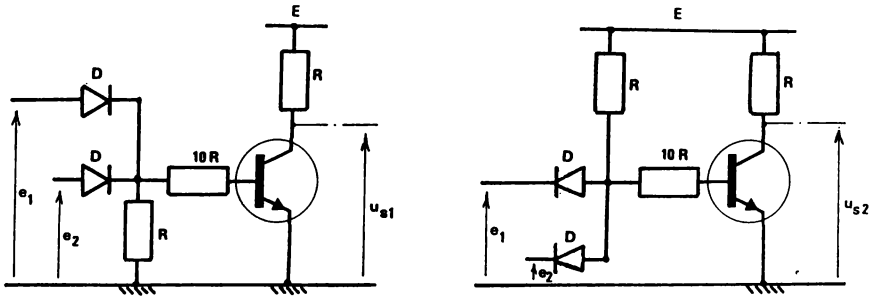


fig. E.10.25.

Chapitre 11

Les photo-éléments

Les photo-éléments sont des composants qui transforment une énergie lumineuse en énergie électrique ou vice versa.

Lorsque la transformation se fait dans le sens énergie lumineuse-énergie électrique, les photo-éléments sont appelés composants photosensibles. Ils se classent alors en cinq catégories : cellule photo-électrique, photorésistance, photodiode, phototransistor, photopile.

Lorsque la transformation a lieu dans le sens énergie électrique-énergie lumineuse, les photo-éléments portent le nom de composants électroluminescents.

11.1. Notions de photométrie

11.1.1. Nature de la lumière

a) **Modèle ondulatoire**

Une radiation lumineuse monochromatique peut être considérée comme une vibration sinusoïdale se propageant dans le vide à la vitesse $c = 300\,000$ km/s.

Cette radiation est caractérisée par sa fréquence f et sa longueur d'onde (distance parcourue dans le vide pendant une période) $\lambda = \frac{c}{f}$.

Une radiation lumineuse quelconque est constituée par la juxtaposition de radiations monochromatiques. L'ensemble des fréquences de chaque radiation est appelé **spectre** de la radiation. Ces radiations élémentaires peuvent être visibles ou invisibles.

Les radiations visibles ont des longueurs d'onde comprises entre 0,4 µm (violet) et 0,8 µm (rouge).

Les longueurs d'onde comprises entre 0,01 µm et 0,4 µm constituent le domaine de l'ultra-violet, alors que celles comprises entre 0,8 µm et 500 µm forment le domaine des infra-rouges.

b) **Modèle corpusculaire**

L'étude des phénomènes de photo-émission montre qu'une radiation lumineuse peut être assimilée à un ensemble de « grains de lumière » ou **photons** dont l'énergie propre est

$$\boxed{W = h.f,}$$

avec

f = fréquence de la radiation,

h = constante de Planck ($6{,}62.10^{-34}$ J.s).

Cette théorie, complémentaire de la précédente, permet d'expliquer l'aspect énergétique de la lumière.

11.1.2. Définitions fondamentales

La puissance transportée par l'ensemble des radiations d'un faisceau lumineux est appelée **flux énergétique** du faisceau [*unité* : le watt (W)].
Ce flux représente donc le nombre de photons transmis par unité de temps.

L'impression sur l'œil d'un flux énergétique donné dépendant du spectre de la radiation, on définit le **flux lumineux** [*unité* : le lumen (lm)] par l'impression que fournit sur la rétine d'un observateur-étalon un flux énergétique donné.

Exemples : En lumière solaire, un flux énergétique de 1 W fournit un flux lumineux de 250 lm.
En lumière jaune ($\lambda = 0{,}55$ µm), un flux énergétique de 1 W fournit un flux lumineux de 680 lm.

L'**éclairement** est le quotient du flux lumineux par la surface éclairée [*unité* : lumens par mètre carré ou lux (lx)].

La **sensibilité** d'un élément photosensible est égale au quotient du courant débité par le flux lumineux incident (*unité* : A/lm).

La **sensibilité spectrale** est la courbe donnant le pourcentage de sensibilité, par rapport à la sensibilité maximale, en fonction de la longueur d'onde de la radiation incidente (*fig.* 11.1).

fig. 11.1

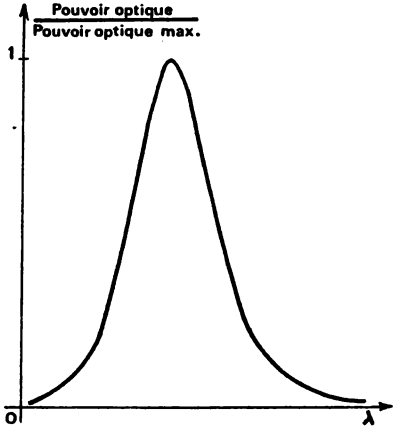


fig. 11.2.

Le **pouvoir optique** d'un élément électroluminescent est représenté par le flux énergétique émis par unité d'intensité (*unité* : W/A).

La **distribution spectrale** est la courbe donnant le pourcentage de pouvoir optique, par rapport au pouvoir optique maximal, en fonction de la longueur d'onde de la radiation émise (*fig.* 11.2).

11.2. Photo-émission : cellule photo-électrique

Comme pour l'émission thermo-électronique, l'expulsion d'électrons de la matière peut être obtenue, non par l'effet de la température, mais par l'éclairement d'une surface métallique : c'est la **photo-émission, ou effet photo-électrique.**

11.2.1. Etude expérimentale

Pour mettre en évidence le phénomène de photo-émission, nous utiliserons une **cellule photo-électrique.** Enveloppe de verre transparent dans laquelle on a fait le vide, la cellule est dotée d'une cathode (K), non chauffée, et d'une anode (A) formée d'un fil métallique (représentation schématique sur la *figure* 11.3).

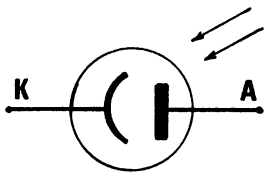


fig. 11.3.

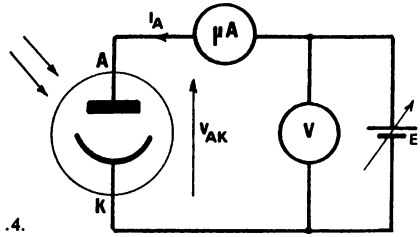


fig. 11.4.

Réalisons le montage de la *figure* 11.4.

Désignons par Φ, le flux lumineux et λ, la longueur d'onde de la radiation incidente.

Expérience

- E *et* λ *donnés* : le courant I_A est fonction croissante du flux lumineux incident.
- Φ *et* λ *donnés* : le courant I_A croît, puis devient constant lorsque E augmente.
- E *et* Φ *donnés* : le courant I_A croît, puis décroît lorsque la longueur d'onde λ diminue.

Conclusion : *la lumière permet de rendre conducteur l'espace anode-cathode d'une cellule photo-électrique.*

11.2.2. Interprétation

Lors de l'étude de l'émission thermo-électronique, nous avons vu que, sous l'action de la température, si l'énergie acquise par les électrons devient supérieure au travail de sortie ou d'extraction W_s, ceux-ci sont expulsés hors du métal de la cathode.

Dans le phénomène de photo-émission, c'est l'énergie transportée par la radiation incidente qui, transférée aux électrons, permet à ces derniers d'être extraits du métal.

On a vu (*cf.* 11.1.1.*b*) que le support de l'énergie lumineuse est le photon.

Si un photon peut transférer son énergie à un électron et si cette énergie est supérieure au travail de sortie W_s, l'électron peut être libéré.

Il ne pourra y avoir photo-émission que si

$$h.f \geqslant W_s, \quad \text{ou} \quad \frac{h.c}{\lambda} \geqslant W_s,$$

d'où

$$\boxed{\lambda \leqslant \frac{h.c}{W_s} = \lambda_s .}$$

La longueur d'onde maximale λ_s qui permet l'émission est appelée **seuil photo-électrique.**

Ce seuil est situé dans les radiations visibles pour les métaux alcalins (césium : $\lambda_s = 0{,}68$ μm ; potassium : $\lambda_s = 0{,}54$ μm) et dans l'ultra-violet pour les autres métaux (zinc : $\lambda_s = 0{,}37$ μm).

Plus la longueur d'onde est faible (donc, plus la fréquence est élevée), plus le photon est énergétique. La sensibilité spectrale devrait donc être une fonction décroissante de la longueur d'onde (*fig.* 11.5).

Or, on constate que celle-ci passe par un maximum, puis décroît quand la longueur d'onde diminue (*fig.* 11.6). Ceci est dû au fait que, si l'énergie du photon est trop importante, il pénètre en profondeur dans le métal sans expulser un électron.

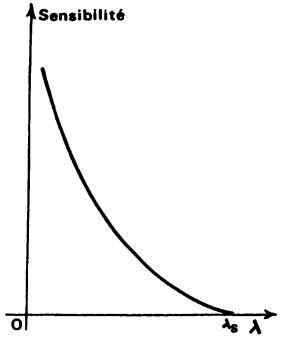


fig. 11.5.

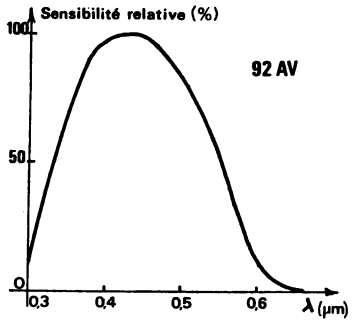


fig. 11.6.

Le nombre d'électrons émis par unité de temps est fonction croissante du nombre de photons incidents par unité de temps, donc du flux énergétique de la radiation lumineuse. Le courant débité est fonction croissante du flux lumineux.

11.2.3. Caractéristiques

a) **Caractéristique courant-tension** (paramètre Φ)

Le montage expérimental de la *figure* 11.4 conduit au réseau de la *figure* 11.7.

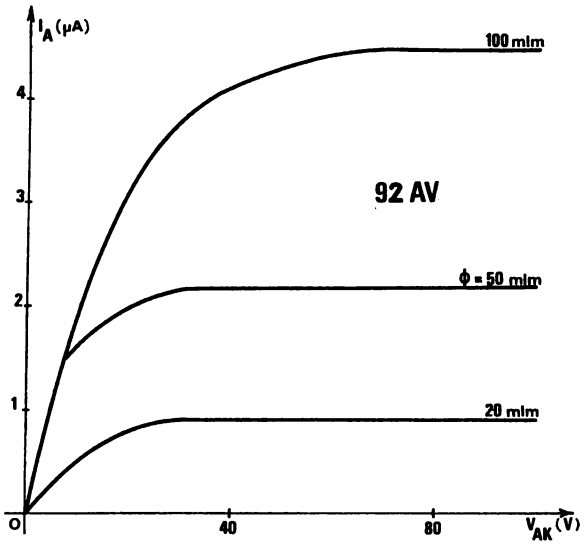


fig. 11.7.

Comme pour l'émission thermo-électronique, la perte d'électrons par la cathode donne naissance à un phénomène de charge d'espace (*cf.* 2.1.2).

Si l'anode est portée à un potentiel négatif par rapport à la cathode, les électrons de la charge d'espace sont repoussés. Aucun courant n'est décelé.

Si l'anode est portée à un potentiel positif par rapport à la cathode, les électrons sont attirés vers l'anode. L'espace anode-cathode devient conducteur.

Pour les faibles valeurs de V_{AK}, le nombre d'électrons dirigés vers l'anode est fonction croissante de V_{AK}. Si V_{AK} atteint plusieurs dizaines de volts, l'ensemble des électrons émis par la cathode est capté par l'anode. Le courant reste constant. C'est le régime de *saturation*.

Remarque. — En fait, les caractéristiques ne passent pas exactement par l'origine. La valeur négative de la tension V_{AK} pour laquelle le courant I_A s'annule est appelée *potentiel d'arrêt* (*cf.* E.11.1).

b) **Caractéristique courant-flux** (paramètre V_{AK})

Cette caractéristique peut se déduire graphiquement du réseau précédent (construction identique à celle du réseau de transfert d'un transistor à effet de champ, *cf.* 7.1.3) (*fig.* 11.8).

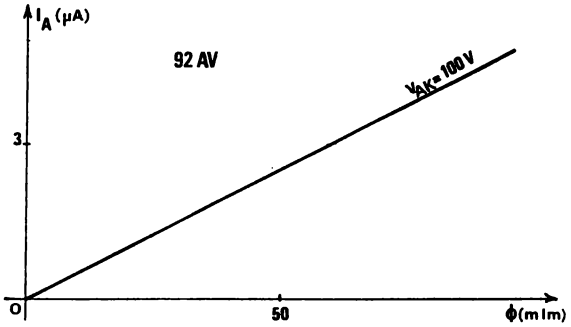


fig. 11.8.

En régime de saturation, cette caractéristique est la même quelle que soit la tension V_{AK}. *C'est une droite passant pratiquement par l'origine. Sa pente représente la sensibilité de la cellule.* Elle est constante quel que soit le flux lumineux.

11.2.4. Applications

Equipant autrefois les caméras électroniques de télévision, les cellules photo-électriques sont de plus en plus remplacées par les photo-éléments à semi-conducteurs, beaucoup plus sensibles et beaucoup moins encombrants. Les applications actuelles se limitent à la **photométrie** qui nécessite des éléments précis et fiables.

11.3. Photoconduction : photorésistance

Si l'on éclaire un semi-conducteur, on constate que sa conductivité augmente considérablement. Ce phénomène est appelé **photoconduction.**

11.3.1. Etude expérimentale

Pour mettre en évidence le phénomène de photoconduction, nous utiliserons une **photorésistance** (ou L.D.R. : *light dependant resistor*) constituée par un barreau de semi-conducteur (représentation symbolique sur la *figure* 11.9).

Réalisons le montage de la *figure* 11.10.

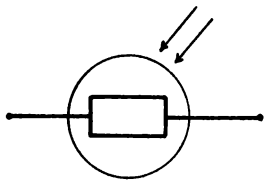


fig. 11.9.

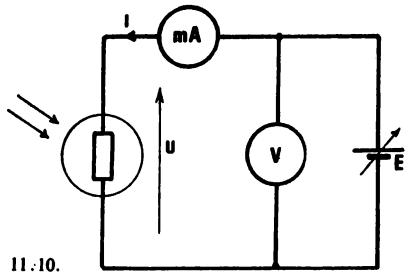


fig. 11.10.

Expérience

• *Flux lumineux* Φ *donné* : sous tension d'alimentation E constante, le courant I croît, puis décroît lorsque la longueur d'onde λ diminue.

• *Longueur d'onde* λ *donnée* : sous tension E constante, le courant I est fonction croissante du flux lumineux. La résistance de l'élément passe de plusieurs mégohms dans l'obscurité à quelques kilo-ohms à la lumière du jour.

Quelle que soit la polarité de l'alimentation, le phénomène est identique.

Conclusion : *La conductivité d'un semi-conducteur est fonction rapidement croissante du flux lumineux qui l'éclaire.*

11.3.2. Interprétation

En l'absence de radiation lumineuse, la conductivité d'un semi-conducteur est égale à

$$\sigma = e(\mu_n.n + \mu_p.p) .$$

A la température ambiante, l'agitation thermique est suffisante pour libérer quelques paires électron-trou. Cette conductivité reste relativement faible et la résistance d'obscurité très élevée.

Si une radiation lumineuse est constituée de photons d'énergie supérieure à l'« énergie de conduction » W_i, de nombreuses liaisons covalentes sont brisées et autant de paires électron-trou libérées.

La concentration en porteurs, donc la conductivité, s'accroît considérablement. Il en résulte une diminution importante de la résistance sous l'effet de la lumière.

Il ne pourra y avoir photoconduction que si

$$h.f \geqslant W_i , \quad \text{ou} \quad \frac{n.c}{\lambda} \geqslant W_i ,$$

d'ou

$$\boxed{\lambda \leqslant \frac{h.c}{W_i} = \lambda_s .}$$

La longueur d'onde maximale λ_s qui permet la photoconduction est appelée **seuil de photoconduction.**

Ce seuil est situé dans le domaine infra-rouge pour le sulfure de cadmium ($\lambda_s = 0{,}9$ µm), pour le silicium ($\lambda_s = 1{,}1$ µm) et pour le germanium ($\lambda_s = 2$ µm).

Comme pour la photo-émission, la sensibilité spectrale passe par un maximum situé dans le visible pour le sulfure de cadmium (λ_m = 0,65 µm) et le silicium (λ_m = 0,8 µm), et dans l'infra-rouge pour le germanium (λ_m = 1,55 µm) (*fig.* 11.11).

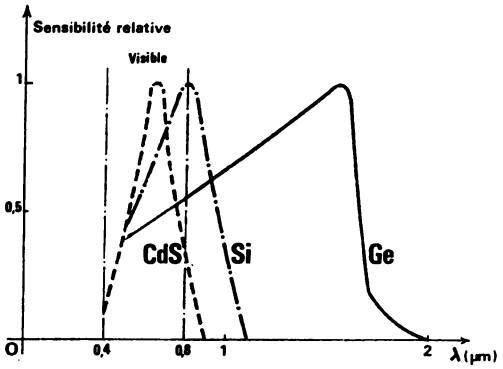


fig. 11.11.

Le nombre de paires électron-trou créées étant fonction croissante du nombre de photons, la résistance est fonction décroissante du flux lumineux.

11.3.3. Caractéristiques d'une photorésistance

a) **Caractéristique courant-tension** (paramètre Φ) (*fig.* 11.12)

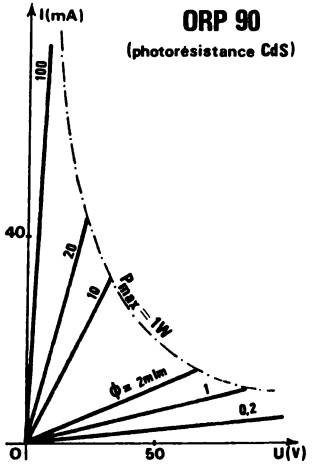


fig. 11.12.

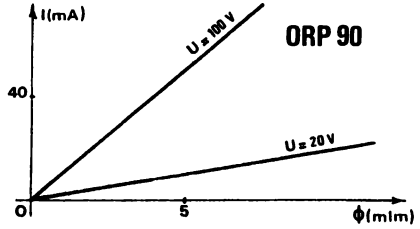


fig. 11.13.

Les caractéristiques sont des droites passant par l'origine dont la pente croît avec le flux lumineux.

b) **Caractéristique courant-flux** (paramètre U)

Ces caractéristiques se déduisent graphiquement du réseau précédent (*cf.* 7.1.3) (*fig.* 11.13).

Les caractéristiques sont des droites dont la pente est fonction croissante de la tension d'alimentation.

La sensibilité est donc fonction croissante de la tension. Cette propriété exclut l'utilisation de la photorésistance sous tension variable à fin de mesures.

11.3.4. Applications

Si l'utilisation sous tension variable est exclue, en raison de son faible encombrement et de sa grande sensibilité, la photorésistance est largement utilisée en **capteur,** soit **de lumière** (alarme, détecteur de flamme), soit **d'obscurité** (comptage, ouverture de porte, commande d'éclairage public).

On notera également l'emploi très étendu des photorésistances en **photographie** : cellule CdS (sulfure de cadmium) pour régler l'ouverture des diaphragmes en fonction de la lumière ambiante ou de la luminosité du sujet.

11.4. Photoconduction dans une jonction P-N en inverse : photodiode-phototransistor

Si l'on éclaire une jonction polarisée en inverse, on constate que le courant débité s'accroît considérablement. Nous allons voir qu'il s'agit d'un phénomène analogue à la photoconduction.

11.4.1. Etude expérimentale

Pour mettre en évidence ce phénomène, nous utiliserons une **photodiode,** constituée d'une jonction P-N logée dans un boîtier muni d'une lentille pour concentrer le faisceau incident (représentation symbolique sur la *figure* 11.14).

Réalisons le montage de la *figure* 11.15.

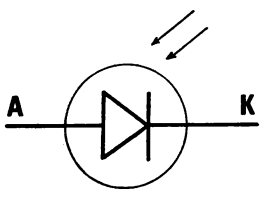


fig. 11.14.

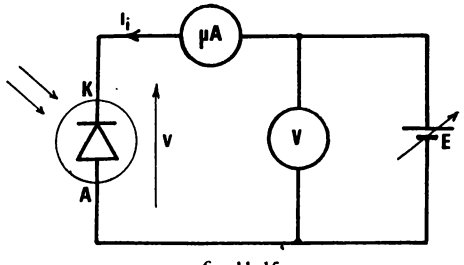


fig. 11.15.

Expérience

- *Flux lumineux* Φ *donné* : le courant inverse I_i croît, puis décroît lorsque la longueur d'onde diminue.
- *Longueur d'onde* λ *donnée* : le courant I_i est fonction croissante du flux lumineux.

Si l'on inverse la polarité de la tension d'alimentation, l'influence de la lumière s'avère négligeable.

Conclusion : *Le courant inverse d'une jonction* P-N *croît de façon importante sous l'action de la lumière.*

11.4.2. Interprétation

En l'absence de radiation lumineuse, l'équation de la caractéristique courant-tension s'écrit

$$I = I_s.\exp\left(\frac{eV}{kT} - 1\right) \qquad (cf.\ 5.4).$$

En polarisation inverse (V négatif), le terme exponentiel est rapidement négligeable, et le courant inverse ($I_i = -I = I_s$) est pratiquement égal au courant de saturation. Ce courant inverse est indépendant de la tension appliquée tant que celle-ci reste inférieure à la tension de claquage.

Si l'on éclaire la jonction, les porteurs majoritaires sont toujours repoussés par le champ électrique résultant (important puisque la jonction est polarisée en inverse). Mais, **si la radiation est constituée de photons d'énergie supérieure à l'« énergie de conduction » W_i, de nombreuses paires électron-trou sont libérées. Il en résulte un accroissement important de la concentration en porteurs minoritaires, donc du courant de saturation.**

Le courant inverse de la jonction augmente de façon importante sous l'effet de la lumière.

L'influence d'une radiation lumineuse sur une jonction polarisée en inverse se traduit comme dans la photorésistance par un accroissement de la concentration en porteurs intrinsèques, par rupture de liaisons covalentes.

Il en résulte l'existence d'un **seuil de photoconduction** analogue au précédent, tel que

$$\lambda_s = \frac{hc}{W_i}.$$

De même, la sensibilité spectrale présente un maximum dans le visible pour les photodiodes au silicium (*exemple* : BPY 77, $\lambda_m = 0{,}8$ µm) et dans l'infra-rouge pour les éléments au germanium (*exemple* : OAP 12, $\lambda_m = 1{,}55$ µm).

La création de paires électron-trou étant proportionnelle au nombre de photons incidents, le courant inverse est proportionnel au flux lumineux.

En polarisation directe (V positif), le courant direct est essentiellement dû à la diffusion des porteurs majoritaires. Or, la concentration en porteurs majoritaires, qui dépend du dopage, reste pratiquement constante. La lumière ne modifie pas cette concentration.

L'influence d'un flux lumineux sur une jonction P-N *polarisée en direct est quasi nulle.*

Une photodiode sera donc toujours utilisée en polarisation inverse.

11.4.3. Caractéristiques de la photodiode

a) **Caractéristique courant-tension** (paramètre Φ) (*fig.* 11.16)

Les caractéristiques sont des droites horizontales, régulièrement échelonnées pour des accroissements identiques du flux lumineux.

b) **Caractéristique courant-flux** (paramètre V)

Cette caractéristique, unique car I est indépendant de la tension V, peut se déduire graphiquement de la précédente (*fig.* 11.17).

C'est une droite, d'ordonnée à l'origine le courant d'obscurité, dont la pente représente la sensibilité de la cellule (BPY 77 : $s = 35$ nA/lx ; OAP 12 : $s = 100$ mA/lm).

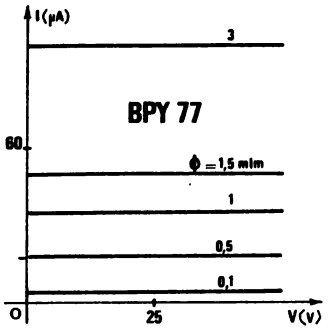


fig. 11.16.

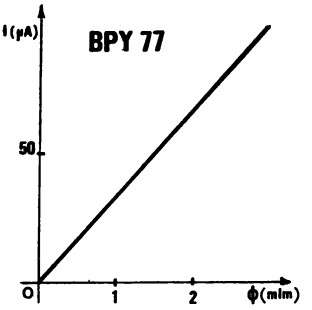


fig. 11.17.

11.4.4. Phototransistor

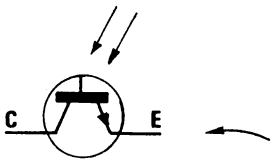


fig. 11.18.

Un phototransistor est un composant qui possède la même structure qu'un transistor bipolaire classique, mais dont la jonction collecteur-base peut être éclairée par un rayonnement lumineux (représentation symbolique sur la *figure* 11.18).

Le phototransistor peut être utilisé soit de manière classique (base polarisée), soit « base en l'air » (application la plus fréquente).

On a vu qu'en fonctionnement normal, les courant collecteur et courant base sont liés par la relation :

$$I_C = \beta_0 . I_B + (\beta_0 + 1)\, I_{CBO} ,$$

avec

$$(\beta_0 + 1)\, I_{CBO} = I_{CEO} \qquad (cf.\ 8.2.3) .$$

Lorsque la base est maintenue « en l'air », $I_B = 0$. Il vient alors

$$\boxed{I_C = (\beta_0 + 1)\, I_{CBO} ,}$$

où I_{CBO} représente le courant inverse de la jonction collecteur-base.

On constate que ce courant inverse est multiplié par $(\beta_0 + 1)$, ce qui rend le système beaucoup plus sensible.

Le phototransistor permet de faire l'économie d'un étage amplificateur.

La courbe de sensibilité spectrale est évidemment analogue à celle d'une photodiode (*fig.* 11.19).

Le relevé du réseau de sortie $I_C(V_{CE})$ (paramètre éclairement) (*cf.* M.11.2) conduit à celui de la *figure* 11.20.

On constate un accroissement important de la sensibilité qui passe de 35 nA/lx pour une photodiode à 2 ou 3 μA/lx, ce qui permettra de travailler sur des niveaux lumineux beaucoup plus faibles.

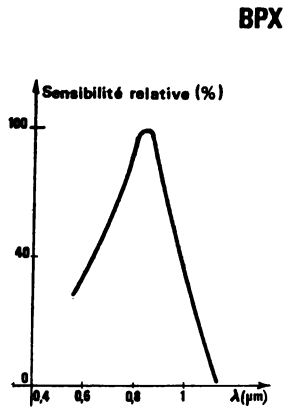


fig. 11.19.

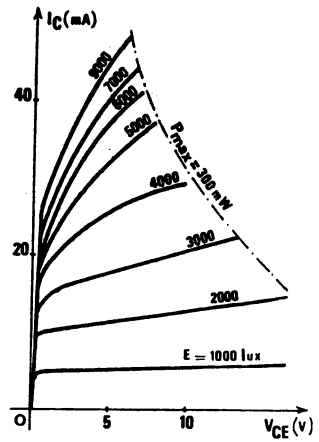


fig. 11.20.

11.4.5. Applications

Les applications des photodiodes et des phototransistors recouvrent les mêmes domaines. Seuls les niveaux des signaux lumineux guideront le choix de l'un ou de l'autre. Leur faible encombrement permet leur utilisation dans des systèmes nécessitant un grand nombre de cellules photosensibles (lecture de cartes et rubans perforés d'ordinateurs, tube analyseur de caméra électronique, comptage).

11.5. Effet photovoltaïque : photopile

Si l'on ferme une jonction P-N, soumise à un rayonnement lumineux, sur un circuit de charge, on décèle le passage d'un courant. Ce phénomène est appelé **effet photovoltaïque.**

11.5.1. Etude expérimentale

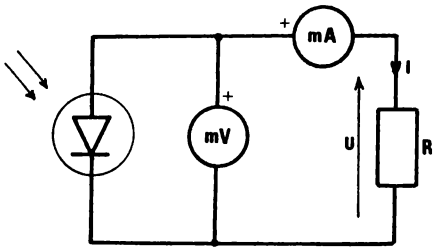


fig. 11.21.

Réalisons le montage de la *figure* 11.21.

En l'absence de lumière, le microampèremètre ne décèle aucun courant.

Si l'on éclaire la jonction, on détecte un léger courant de la zone P vers la zone N, à l'extérieur de la jonction. L'intensité de ce courant croît avec le flux lumineux. A flux lumineux constant, le courant croît puis décroît lorsque la longueur d'onde diminue.

Conclusion : *Une jonction éclairée peut fonctionner en générateur.*

11.5.2. Interprétation

Dans une jonction non polarisée, en l'absence de radiation lumineuse, les recombinaisons au niveau de la jonction provoquent l'apparition d'un champ électrique interne de valeur telle que le courant de diffusion (dû aux porteurs majoritaires) soit exactement compensé par le courant de saturation (dû aux porteurs minoritaires).

Sous l'effet de la lumière, il y a création de paires électron-trou, donc de porteurs minoritaires qui sont accélérés par le champ interne.

L'équilibre précédent est rompu, **le courant de saturation devient prépondérant.**

Le courant résultant (de la région N vers la région P à l'intérieur de la jonction) peut traverser un circuit extérieur. C'est l'effet photovoltaïque.

La tension qui apparaît alors aux bornes de la jonction est appelée **tension photovoltaïque** et la cellule utilisée porte le nom de **photopile** (symbole : *fig.* 11.22).

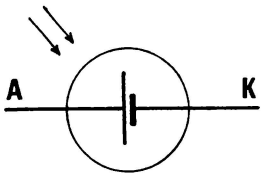


fig. 11.22.

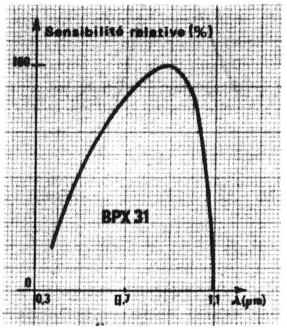


fig. 11.23.

Cet effet photovoltaïque est évidemment d'autant plus important que le flux lumineux est grand.

L'énergie nécessaire à la création de paires électron-trou conduit à la notion de **seuil photovoltaïque :**

$$\lambda_s = \frac{h.c}{W_i}.$$

Comme pour les photodiodes, la sensibilité spectrale passe par un maximum [λ_m = 0,8 μm pour les cellules au silicium (*fig.* 11.23) ; λ_m = 0,56 μm pour les cellules au sélénium].

Le réseau de caractéristiques courant-tension peut être tracé à l'aide du montage expérimental de la *figure* 11.21. On constate (*fig.* 11.24) qu'il s'agit *des portions de caractéristiques directes de la photodiode.* Ceci se conçoit facilement, car le principe de fonctionnement repose dans les deux cas sur un accroissement du courant inverse de la jonction.

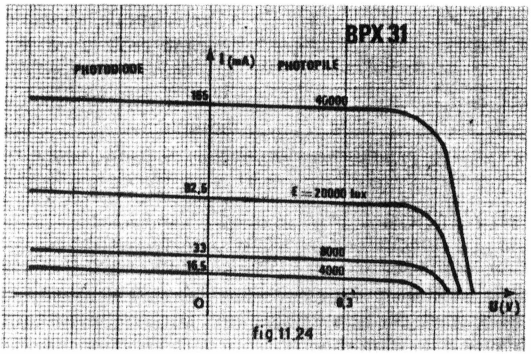


fig 11.24

11.5.3. Applications

Les cellules au sélénium constituent l'élément essentiel de la plupart des **posemètres autonomes** des photographes. L'autonomie de fonctionnement justifie l'emploi à très grande échelle (en **panneaux solaires**) des cellules au silicium pour alimenter en énergie électrique les satellites.

Leur médiocre rendement actuel (inférieur à 20 %) explique leur faible utilisation (il faudrait couvrir d'immenses superficies pour recueillir une puissance convenable), seules **quelques montres ou calculatrices de poche en sont dotées.**

11.6. Dispositifs électroluminescents

Ce sont des éléments qui possèdent la propriété de transformer une faible énergie électrique en énergie lumineuse.

11.6.1. Diode électroluminescente (L.E.D. : *light emitting diode*)

Symbole (*fig.* 11.25)

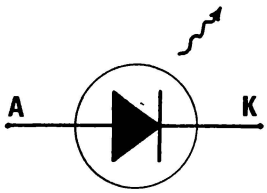


fig. 11.25.

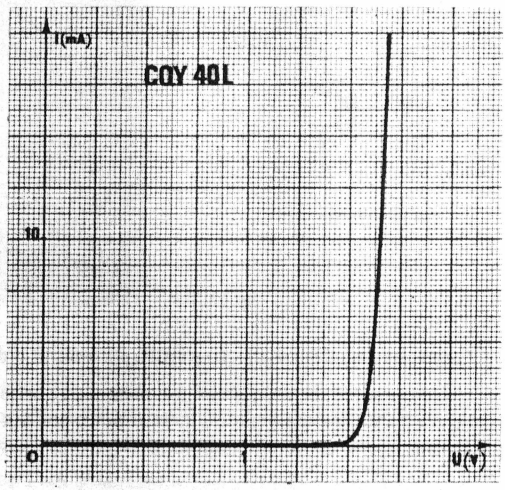


fig. 11.26.

Principe de fonctionnement

Dans une jonction P-N en polarisation directe, il y a diffusion de porteurs majoritaires d'une région vers l'autre. Au voisinage de la jonction, un certain nombre de recombinaisons se produisent.

Ces recombinaisons correspondent au passage d'un état excité à un état stable et se traduisent par l'émission d'une radiation (*cf.* 1.2) de fréquence généralement située hors du domaine visible.

Pourtant pour certains composants, à base de gallium, cette émission peut se faire avec une longueur d'onde de radiation visible.

Exemples

• Lumière rouge (arséniure de gallium AsGa : $\lambda = 0{,}85$ µm, arséniure-phosphure de gallium AsPGa : $\lambda = 0{,}635$ µm).

• Lumière jaune (arséniure-phosphure de gallium sur phosphure de gallium : $\lambda = 0{,}583$ µm).

• Lumière verte (phosphure de gallium PGa · $\lambda = 0{,}565$ µm).

Caractéristique courant-tension (*fig.* 11.26)

Elle est analogue à celle d'une diode à jonction classique mais de seuil et souvent de résistance dynamique plus élevés.

Applications :

Les diodes électroluminescentes sont très utilisées pour l'**affichage lumineux** (calculatrices de poche, appareils de mesures, montres à quartz, etc.) ou pour la réalisation de **liaisons opto-électroniques** par association avec un élément photosensible (commutation, interfaces entre circuits de puissance différente).

11.6.2. Photocoupleur

C'est un élément qui réalise à lui seul une liaison optoélectronique. Il est constitué par l'*association d'un élément photosensible et d'un élément électroluminescent* (symbole : *fig.* 11.27).

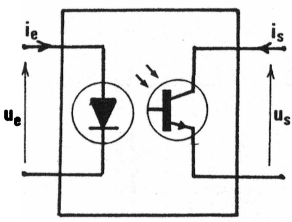


fig. 11.27.

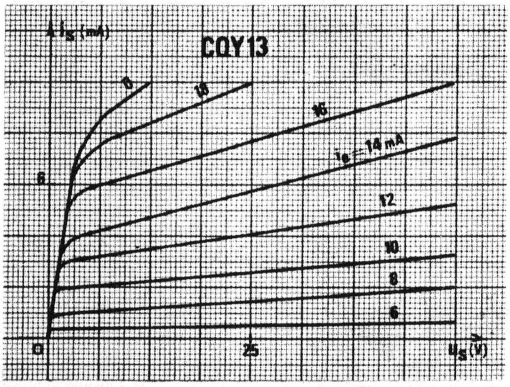


fig. 11.28.

Caractéristique de sortie (paramètre : courant d'entrée) (*fig.* 11.28)

Cette caractéristique qui lie le courant de sortie à la tension de sortie est analogue à celle d'un transistor classique, le paramètre étant non pas le courant de base mais le courant d'entrée qui traverse la diode électroluminescente.

Les applications résident essentiellement dans l'isolation de circuits électriques (interface circuit logique-circuit de puissance ou inversement).

M.11. Mesures de laboratoire

M.11.1. Réalisation d'un luxmètre à l'aide d'un micro-ampèremètre

M.11.1.1. Montage expérimental (*fig.* M.11.1)

Dans une enceinte étanche à la lumière, on place une photodiode (OAP 12), une lampe à incandescence dont on peut régler le flux lumineux par l'intermédiaire d'une alimentation variable, la cellule d'un luxmètre étalon qui permettra l'étalonnage du microampèremètre.

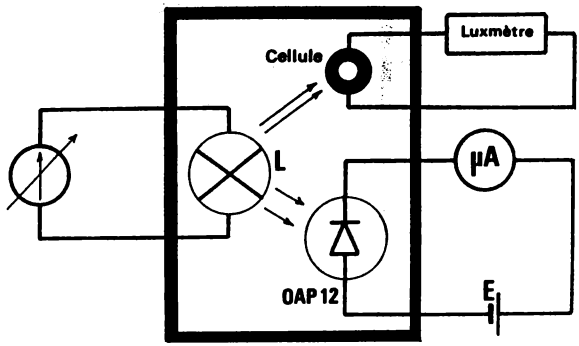


fig. M.11.1.

M.11.1.2. Mode opératoire

Pour une tension d'alimentation donnée, le luxmètre étalon indique par exemple un éclairement de 1 000 lx, alors que le microampèremètre est traversé par un courant de 0,1 mA. On peut remplacer la graduation 100 µA par la graduation 1 000 lx d'éclairement.

M.11.1.3. Etalonnage de l'appareil

En faisant varier la tension d'alimentation de la lampe, on peut faire varier l'éclairement de 0 à 1 000 lx. Le courant traversant le microampèremètre passe de 3 à 100 µA.

En opérant point par point, le calibre du microampèremètre étant réglé sur 100 µA, on transforme l'échelle du microampèremètre en une échelle de luxmètre de calibre 1 000 lx (*fig.* M.11.2).

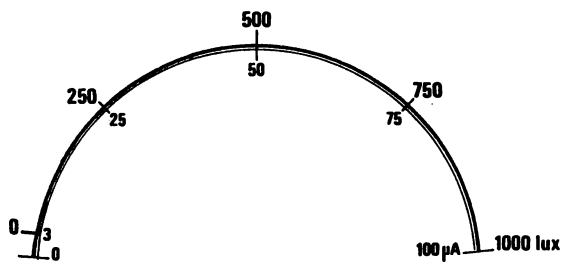


fig. M.11.2.

M.11.2. Relevé du réseau courant-tension d'un phototransistor

M.11.2.1. Montage expérimental (*fig.* M.11.3)

Dans une enceinte étanche à la lumière, on place un phototransistor (BPX 29), une lampe à incandescence dont on peut régler le flux lumineux par l'intermédiaire d'une alimentation variable et la cellule d'un luxmètre.

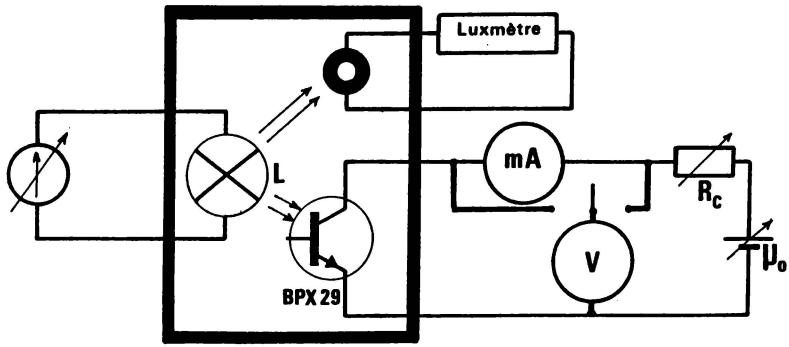


fig. M.11.3.

M.11.2.2. Mode opératoire

La tension d'alimentation de la lampe étant réglée pour obtenir un éclairement E_0, par variation de la tension U_0, on relève la caractéristique $I_C = f(V_{CE})$.

Lorsque la puissance dissipée dans le transistor atteint la centaine de milliwatts (P_{max} = 300 mW), on prendra soin de stabiliser le montage en température, par la résistance de charge (*cf.* M.8.1.2).

M.11.2.3. Résultats (*fig.* M.11.4)

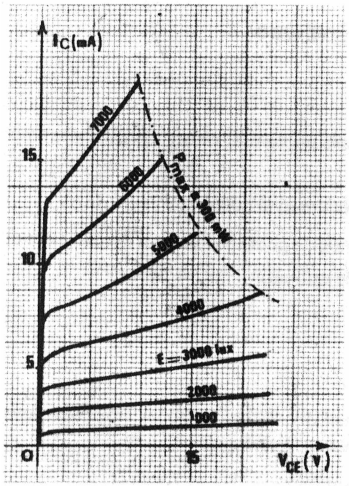


fig. M.11.4.

E.11. Exercices

Exercices d'application

E.11.1

Une cathode en césium présente un travail de sortie $W_s = 1{,}9$ eV. Cette cathode est éclairée par une radiation monochromatique de longueur d'onde $\lambda = 0{,}3$ µm.

a) Calculer la vitesse de sortie des électrons.

b) Calculer le potentiel d'anode qui permet de bloquer la photo-émission. Ce potentiel est appelé potentiel d'arrêt.

c) Calculer la vitesse d'arrivée des électrons sur l'anode pour une tension $V_{AK} = +100$ V.

Solution :

a) Appliquons le théorème de l'énergie cinétique à un électron expulsé de la cathode :

$$\frac{1}{2} m.v_K^2 = h.f - W_s , \qquad (1)$$

où

v_K est la vitesse de sortie des électrons,
$h.f$ est l'énergie des photons,
W_s est le travail de sortie ;

on en déduit

$$v_K^2 = \frac{2.(h.f - W_s)}{m} ,$$

d'où

$$\boxed{v_K = 892 \text{ km/s} .}$$

b) Appliquons le théorème de l'énergie cinétique à un électron arrivant sur l'anode :

$$\frac{1}{2} m.v_A^2 - \frac{1}{2} m.v_K^2 = e.V_{AK} , \qquad (2)$$

où

v_A est la vitesse d'arrivée sur l'anode,
V_{AK} est la tension anode-cathode.

D'après la question précédente [relation (1)], on a

$$\frac{1}{2} m.v_K^2 = h.f - W_s .$$

La photo-émission sera bloquée si les électrons arrivent sur l'anode avec une vitesse nulle, soit $v_A = 0$.

Des relations (1) et (2), on tire

$$W_s - h.f = e.V_{AK} ,$$

d'où

$$\boxed{V_{AK} = -2{,}24\ V\ .}$$

c) Remplaçons les grandeurs par leur valeur dans la relation (2), il vient immédiatement

$$\boxed{v_A \approx 6\,000\ km/s\ .}$$

E.11.2

On donne le réseau de caractéristiques courant-tension d'une photorésistance (*fig.* E.11.1). Cette photorésistance est montée en série avec une alimentation continue $U_0 = 20$ V et la bobine d'un relais de résistance $r = 2\ k\Omega$ (*fig.* E.11.2).

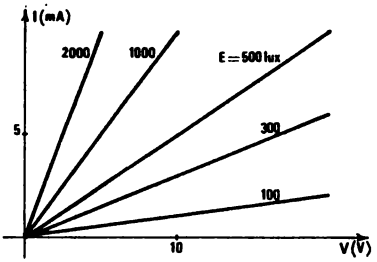


fig. E.11.1.

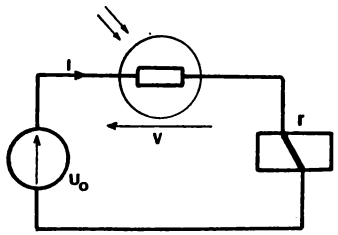


fig. E.11.2.

a) Tracer la caractéristique courant-éclairement du montage.
b) Déterminer les éclairements d'enclenchement et de déclenchement.

On donne :

- courant d'enclenchement du relais : $I_e = 6$ mA,
- courant de déclenchement du relais : $I_d = 4$ mA.

Solution :

a) La loi des mailles appliquée au circuit conduit à la relation :

$$V = U_0 - r.I\ .$$

Dans le plan (I ; V), cette relation est l'équation d'une droite passant par les points :

$$(I = 0\ ;\ V = U_0 = 20\ V) \quad \text{et} \quad \left(V = 0\ ;\ I = \frac{U_0}{r} = 10\ mA\right).$$

Cette droite coupe la caractéristique $I = f(V)$ pour un éclairement E_0 au point M_0 (*fig.* E.11.3).

L'ordonnée I_0 du point M_0 nous fournit la valeur du courant correspondant à l'éclairement E_0.

Les valeurs $(I_0 ; E_0)$ portées dans le repère (I ; E) nous fournissent le point N_0 de la caractéristique courant-éclairement (*fig.* E.11.4).

L'opération répétée pour les différentes intersections de la droite avec les caractéristiques du réseau courant-tension conduit au tracé de la caractéristique courant-éclairement (*fig.* E.11.4).

b) L'enclenchement du relais se produit pour un courant $I_e = 6$ mA. La droite d'ordonnée $I = I_e$ coupe la caractéristique $I = f(E)$ en un point N_e.

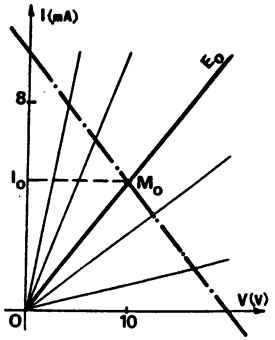


fig. E.11.3.

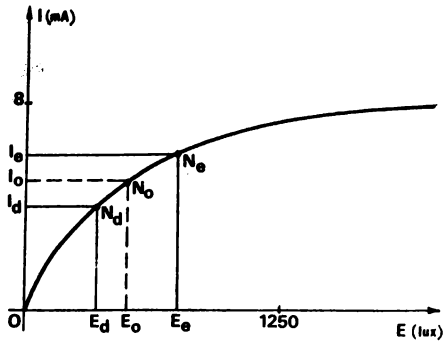


fig. E.11.4.

L'abscisse de N_e fournit la valeur E_e de l'éclairement d'enclenchement :

$$\boxed{E_e = 750 \text{ lx}} \quad (\textit{fig.}\ \text{E.11.4}).$$

Le déclenchement du relais se produit pour un courant $I_d = 4$ mA. De même que précédemment, la droite d'ordonnée $I = I_d$ coupe la courbe $I = f(E)$ au point N_d, d'abscisse E_d, valeur de l'éclairement de déclenchement :

$$\boxed{E_d = 330 \text{ lx}} \quad (\textit{fig.}\ \text{E.11.4}).$$

Exercices de synthèse

E.11.3

a) Calculer les seuils photo-électriques des cathodes émissives suivantes :

zinc : ($W_s = 3{,}4$ eV) ;
argent-césium-antimoine : ($W_s = 0{,}85$ eV).

b) Calculer les seuils de photoconduction des semi-conducteurs suivants :

sulfure de cadmium : ($W_i = 1{,}74$ eV) ;
silicium : ($W_i = 1{,}12$ eV).

E.11.4

Calculer le potentiel d'arrêt des cathodes émissives suivantes, éclairées par une radiation monochromatique de longueur d'onde $\lambda = 0{,}1$ µm :

césium-antimoine : ($W_s = 1{,}9$ eV) ;
zinc : ($W_s = 3{,}4$ eV).

Réponses : − 10,5 V ; − 9 V.

E.11.5

On appelle rendement quantique η d'une cathode émissive, le rapport entre le nombre d'électrons émis et le nombre de photons incidents.

Une radiation monochromatique ($\lambda = 0{,}5$ µm) irradie une cathode de surface 1 cm^2. Pour un éclairement de 1 000 lx, le courant débité en régime de saturation est 0,1 mA. Le rendement quantique de la cathode étant 5 ‰, déterminer le flux énergétique incident.

Réponse : 5 mW.

E.11.6

Une photorésistance présente le réseau de caractéristiques courant-tension de la *figure* 11.12.

a) Tracer la courbe $R = f(E)$ donnant sa résistance en fonction de l'éclairement. La surface sensible de la cellule est 2 cm^2.

b) Montrer que l'équation de cette courbe est de la forme $R = \frac{k}{E + E_0}$, où k et E_0 sont des constantes, que l'on déterminera.

E.11.7

Photorhéostat (*fig.* E.11.5)

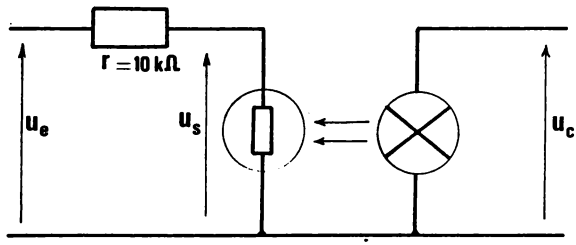


fig. E.11.5.

La photorésistance présente une résistance d'obscurité de 1 MΩ et une résistance de 1 kΩ sous un éclairement de 1 000 lx.

a) Calculer u_s en fonction de u_e.

b) Quelle est la valeur de u_s en fonction de u_e si $u_c = 0$?

c) Si $u_c = 100$ V, l'éclairement fourni par la lampe est 1 000 lx. Quelle est la valeur de u_s en fonction de u_e si $u_c = 100$ V ?

d) La tension $u_e = \text{Cte} = 11$ V, tracer le graphe de $u_s(t)$ si $u_c(t)$ est une tension en créneaux positifs, de période T et de hauteur $U_{C0} = 100$ V.

E.11.8

On considère le montage de la *figure* E.11.5. La relation qui lie la résistance R_p de la photorésistance à l'éclairement E reçu est de la forme

$$R_p = \frac{k}{E}, \quad \text{avec} \quad k = 10^6\ \Omega.\text{lx}\ .$$

La relation qui lie l'éclairement fourni par la lampe L à la tension u_c appliquée est de la forme

$$E = k_0.u_c^2\ , \quad \text{avec} \quad k_0 = 0{,}1\ \text{lx/V}^2\ .$$

a) Déterminer la relation $u_s = f(u_e\ ;\ u_c)$.

b) Quelle est la valeur de u_c pour laquelle $u_s = 2$ V si $u_e = 10$ V ? Quel est l'éclairement correspondant ?

Réponses : *b*) $u_c = 63{,}2$ V ; $E = 400$ lx.

E.11.9

Soit le montage de la *figure* E.11.6, B est une bobine de relais de résistance $r = 280\ \Omega$. Le courant d'enclenchement est $I_e = 15$ mA et le courant de déclenchement est $I_d = 13$ mA.

L'élément PR est une photorésistance, de résistance d'obscurité 100 kΩ, et de résistance, lorsqu'elle est éclairée par une lampe L, 6 kΩ.

On donne, d'autre part, $R_E = 220\ \Omega$; $\beta_s = 100$; $V_{BE} = 0{,}2$ V.

a) En l'absence de lumière, on désire $I_C = 2$ mA. Calculer R_0.

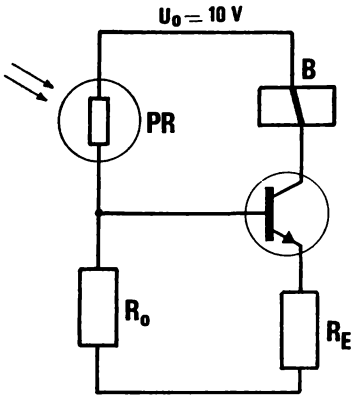


fig. E.11.6.

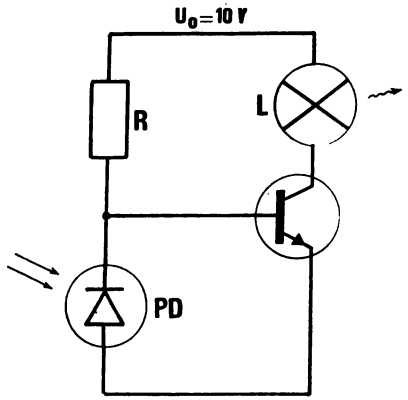


fig. E.11.7.

b) Lorsque PR est éclairée par la lampe L, on voudrait $I_C = 15$ mA. Quelle devrait être la valeur de la résistance de la cellule pour que le fonctionnement soit exactement réalisable ? Le montage permet-il l'enclenchement du relais ?

(*Bac.* F_3, *1971.*)

Réponses : *a*) $R_0 = 8{,}7$ kΩ ; *b*) $R_{PR} = 11{,}8$ kΩ.

E.11.10

Commande d'éclairage variable (montage de la *fig.* E.11.7).

PD est une photodiode dont le courant inverse varie en fonction de l'éclairement suivant la loi

$$I = I_0 + k.E\,,$$

avec I_0 = courant d'obscurité et $k = 100$ nA/lx.

La lampe placée dans le collecteur présente une résistance $R_L = 1$ kΩ. On admet que l'éclairement qu'elle fournit est de la forme $E = \alpha.P$, où P est la puissance dissipée et α une constante qui vaut 10^4 lx/W.

Le transistor est caractérisé par $\beta_s = 100$; $V_{CE\,sat} = 0$ et $V_{BE} = 0{,}6$ V pour tout I_B positif.

a) Le courant d'obscurité de la diode est 10 μA.

Calculer la résistance R maximale pour que l'éclairement de la lampe soit maximal.

b) Quel est l'éclairement qui provoquera l'extinction de la lampe.

c) Déterminer la relation qui lie l'éclairement fourni par la lampe à celui reçu par la photodiode.

Tracer la courbe donnant E_L (éclairement de la lampe) en fonction de E_{PD} (éclairement reçu par la photodiode).

Réponses : *a*) $R_{max} = 85{,}5$ kΩ ; *b*) $E_{min} = 1\,000$ lx.

E.11.11

Porte logique lumineuse

Etant donné le montage de la *figure* E.11.8, le phototransistor admet le réseau de sortie de la *figure* E.11.9.

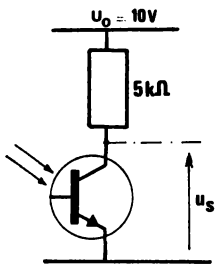


fig. E.11.8.

a) Pour un éclairement de 500 lx, quelle est la valeur de u_s ?

b) Pour quel éclairement minimal, la tension u_s est-elle nulle ?

c) On réalise le montage de la *figure* E.11.10. Les phototransistors sont identiques au précédent. Le transistor de sortie est caractérisé par les paramètres suivants : $\beta_s = 100$; $V_{CE\,sat} = 0$; $V_{BE} = 0{,}6$ V pour tout I_B positif.

Le transistor T' reçoit un éclairement de 2 500 lx, le transistor T" reçoit un éclairement de 250 lx.

Calculer les tensions collecteur-émetteur des trois transistors.

Pour quel éclairement minimal de T" a-t-on $u_s = 0$?

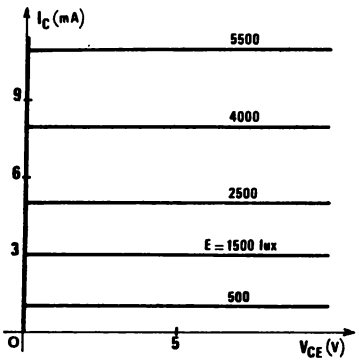


fig. E.11.9.

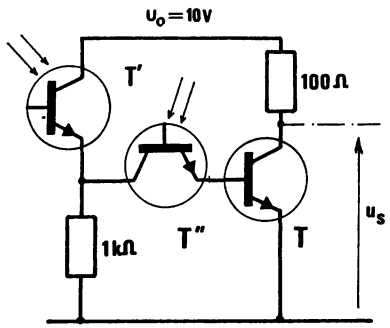


fig. E.11.10.

Réponses : *a*) $u_s = 5$ V ; *b*) $E_{min} = 1\,000$ lx ;
c) $V_{T'} = 5{,}5$ V ; $V_{T''} = 3{,}9$ V ; $V_T = 5$ V ; $E_{min} = 500$ lx.

E.11.12

Portes logiques opto-électroniques (*fig.* E.11.11)

Déterminer le tableau de fonctionnement des deux circuits de la *figure* E.11.11 :

diode D polarisée, diode D' non polarisée : u_s = ?;
diode D polarisée, diode D' polarisée : u_s = ?;
etc.

Quelles sont les fonctions logiques réalisées ?

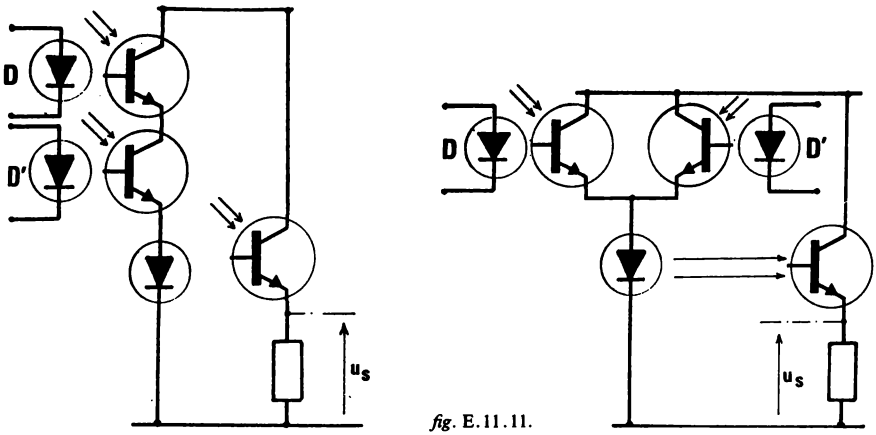


fig. E.11.11.

E.11.13

Soit le montage de la *figure* E.11.12. Les diodes sont supposées idéales et le transistor admet les caractéristiques : $\beta_s = 100$; $V_{CEsat} = 0$; $V_{BE} = 0{,}6$ V pour I_B positif. La caractéristique de la diode électroluminescente est donnée *figure* E.11.13.

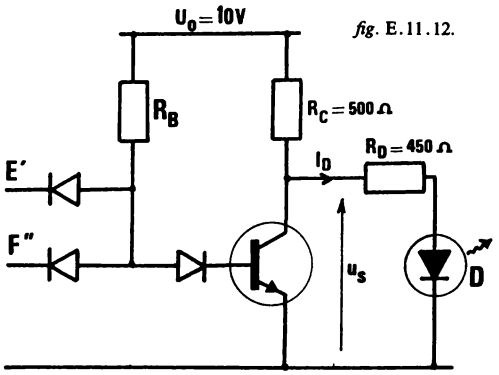


fig. E.11.12.

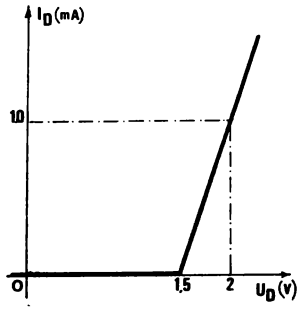


fig. E.11.13.

a) Si l'une des entrées E' ou E" (ou les deux) est à 0, calculer le courant I_D et la tension u_s.

b) Si les deux entrées sont à un potentiel de 10 V, calculer la valeur maximale de R_B pour que la diode électroluminescente cesse de s'éclairer.

Réponses : *a*) $I_D = 8{,}5$ mA ; $u_s = 5{,}75$ V ; *b*) $R_{Bmax} = 55{,}3$ kΩ.

E.11.14

Relais opto-électronique (*fig.* E.11.14)

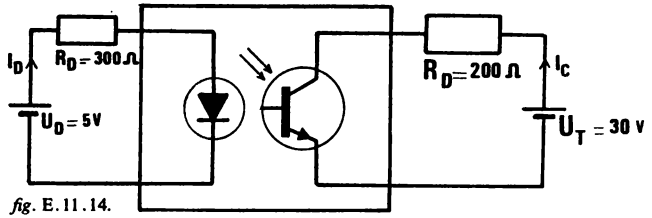


fig. E.11.14.

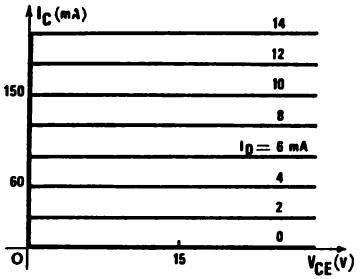


fig. E.11.15.

La caractéristique de la diode électroluminescente est donnée *figure* E.11.13.

Le réseau des caractéristiques du photocoupleur est celui de la *figure* E.11.15.

a) Déterminer le point de fonctionnement de la diode électroluminescente.

b) Déterminer le point de fonctionnement du phototransistor.

c) Calculer la puissance dissipée par la source de commande. Calculer la puissance dissipée dans la charge R_T. Conclusion.

Réponses : *a*) $I_D = 10$ mA ; $U_D = 2$ V ; *b*) $I_C = 150$ mA ; $V_{CE} = 0$; *c*) $P_c = 50$ mW ; $P_{R_T} = 4{,}5$ W.

Chapitre 12

Le thyristor

Elément de base de la commutation de puissance, le thyristor est constitué par la juxtaposition de trois jonctions P-N.

Nous allons voir que ce composant est à la fois **redresseur** (conduction unidirectionnelle) et **relais** (une faible puissance sert à commander le passage d'un courant qui peut être très intense).

12.1. Généralités

12.1.1. Constitution

Le thyristor est un barreau de semi-conducteur au silicium à quatre couches alternativement dopées P et N (*fig.* 12.1).

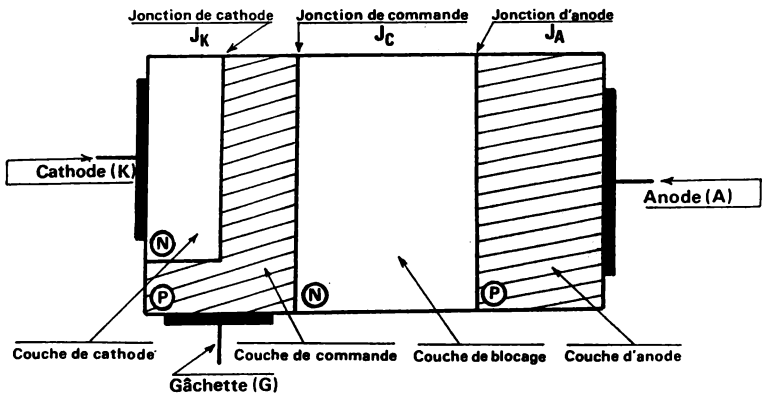


fig. 12.1.

La couche extrême de type P ou **couche d'anode** porte une électrode : **l'anode** (A).

La couche extrême de type N ou **couche de cathode** est munie d'une électrode : **la cathode** (K).

La couche interne de type P ou **couche de commande** est dotée de l'électrode dite de commande : **la gâchette** (G).

La couche interne de type N est appelée **couche de blocage.**

Pour traduire l'effet redresseur du thyristor (étudié plus loin), la représentation symbolique est celle d'une diode munie d'une électrode de commande (*fig.* 12.2).

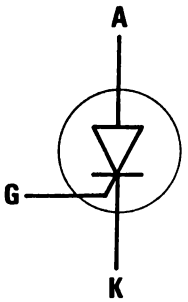


fig. 12.2.

La description précédente fait apparaître successivement trois jonctions P-N :

- la jonction couche d'anode-couche de blocage dite **jonction d'anode** : J_A ;
- la jonction couche de blocage-couche de commande dite **jonction de commande** : J_C ;
- la jonction couche de commande-couche de cathode dite **jonction de cathode** : J_K.

Le thyristor sera en polarisation directe si la tension $V_{AK} = (V_A - V_K)$ *est positive.* Les jonctions J_A et J_K sont alors en direct et la jonction J_C en inverse.

Le thyristor sera en polarisation inverse si la tension V_{AK} *est négative.* Les jonctions J_A et J_K sont alors en inverse et la jonction J_C en direct.

12.1.2. Epaisseurs et dopages des différentes régions

***a*) Couche de cathode**

Région de type N, elle est très mince et très fortement dopée. En raison de ce dopage important, la jonction de cathode présente une très faible tenue en inverse (*cf.* 5.5).

***b*) Couche de commande**

Région de type P, elle est très mince et très faiblement dopée. Nous verrons que cette couche joue un rôle analogue à celui d'une base de transistor bipolaire.

***c*) Couche de blocage**

Région de type N, elle est très épaisse et très faiblement dopée. Ce faible dopage permet au thyristor d'avoir une bonne tenue en tension en polarisation directe (J_C en inverse).

***d*) Couche d'anode**

Région de type P, d'épaisseur moyenne, son dopage n'est pas uniforme. Très faiblement dopée au voisinage de la jonction d'anode afin d'assurer une bonne tenue en tension en polarisation inverse (J_A en inverse), elle est dopée de façon plus importante près du contact métallique d'anode pour améliorer la conductivité en polarisation directe.

12.2. Analyse du fonctionnement

12.2.1. Etude expérimentale

Réalisons le montage de la *figure* 12.3.
On y distingue deux circuits essentiels :

- le circuit de gâchette, de faible puissance ($P_{Gmax} = 0{,}1$ W),
- le circuit d'anode, de forte puissance ($P_{Amax} = 4$ W).

Expérience

***a*) Polarisation directe** (E_A positif)

- J *ouvert* : $I_G = 0$.

Pour E_A inférieur à 34 V : $I_A \approx 0$ et $V_{AK} \approx E_A$.
Le thyristor se comporte comme un circuit ouvert : on dit qu'**il est bloqué** (*fig.* 12.4).

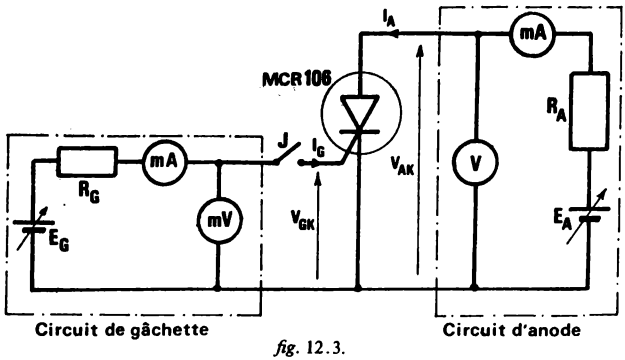


fig. 12.3.

Pour E_A supérieur ou égal à 34 V : $V_{AK} = 0{,}8$ V et $I_A \approx \dfrac{E_A}{R_A}$.

Le thyristor se comporte pratiquement comme un court-circuit : on dit qu'**il est amorcé** (*fig.* 12.4).

La tension $E_A = 34$ V $= V_{AK0}$ pour laquelle le thyristor s'amorce est appelée *tension de retournement ou tension d'amorçage à courant de gâchette nul.*

Le thyristor étant amorcé, si l'on diminue la tension E_A, le thyristor reste conducteur jusqu'à une certaine valeur I_H du courant I_A, puis il se bloque.

La valeur I_H du courant d'anode pour laquelle le thyristor se bloque est appelée *courant de maintien.*

- J *fermé* : I_G positif.

Pour $I_G = 5$ mA, le thyristor s'amorce pour une tension $E_A = 15$ V.
Pour $I_G = I_{GT} = 20$ mA, le thyristor s'amorce pour tout E_A positif (*fig.* 12.4).

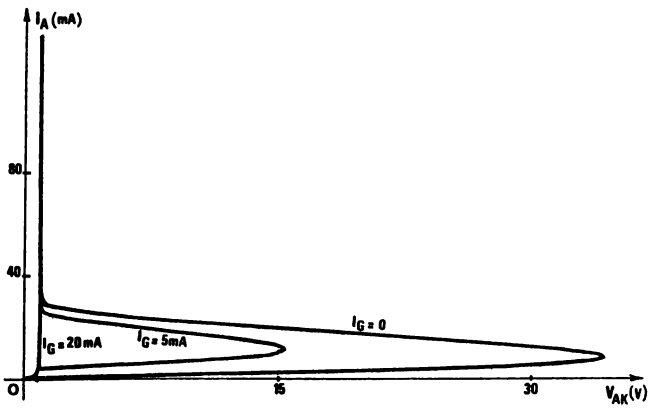


fig. 12.4.

Dans tous les cas, lorsque le thyristor est amorcé, si l'on ouvre l'interrupteur ($I_G = 0$), le thyristor reste conducteur. Pour le bloquer, il est nécessaire, soit de diminuer le courant I_A en dessous de la valeur I_H, soit d'inverser la tension d'alimentation.

***b)* Polarisation inverse** (E_A négatif)

Pour $|E_A|$ inférieure à 35 V : $I_A \approx 0$ et $V_{AK} \approx E_A$. Le thyristor est **bloqué** (*fig.* 12.5).

Pour | E_A | supérieure ou égale à 35 V, le courant I_A croît brusquement, mais la tension V_{AK} reste pratiquement égale à − 35 V. Il est nécessaire de limiter le courant I_A pour éviter une dissipation de puissance excessive.

Le thyristor est en **régime de claquage** (*fig.* 12.5).

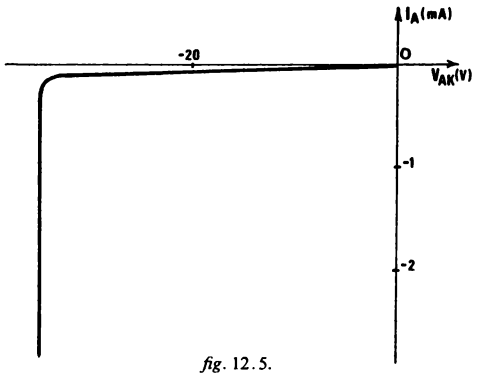


fig. 12.5.

La présence d'un courant de gâchette I_G ne modifie pas le fonctionnement précédent.

Conclusion : Le thyristor est un **composant unidirectionnel :** le courant ne peut s'établir que dans le sens anode-cathode (sauf en régime de claquage).

En polarisation directe (V_{AK} positif), *le thyristor, d'abord bloqué, s'amorce pour des tensions anode-cathode d'autant plus faibles que le courant de gâchette* (positif) *est plus grand.*

En polarisation inverse (V_{AK} négatif), *le comportement d'un thyristor est analogue à celui d'une diode.*

12.2.2. Interprétation

a) Polarisation directe

Seule la jonction de commande étant polarisée en inverse, l'amorçage du thyristor correspond au claquage de cette jonction.

• *Courant de gâchette nul.* La jonction de cathode étant polarisée en direct, des électrons de la couche de cathode diffusent à travers cette jonction (*fig.* 12.6).

La couche de commande étant très mince et faiblement dopée, la plupart de ces électrons parviennent à proximité de la jonction de commande où ils sont accélérés par le champ électrique interne (*cf.* 5.2).

Pour une valeur V_{AK0} de la tension V_{AK}, cette accélération de porteurs minoritaires devient suffisante pour provoquer le claquage par avalanche de la jonction de commande (*cf.* 5.5).

• *Courant de gâchette positif.* Appliquer un courant de gâchette positif revient à injecter en grande quantité des électrons de la couche de cathode vers la couche de commande (*fig.* 12.7).

De même que précédemment, ces électrons parviennent presque en totalité au voisinage de la jonction de commande où ils sont accélérés par le champ électrique interne.

Leur concentration étant beaucoup plus élevée, le nombre de chocs avec les électrons des liaisons covalentes est beaucoup plus grand et le phénomène d'avalanche se déclenche pour une valeur bien inférieure du champ électrique donc de la tension anode-cathode.

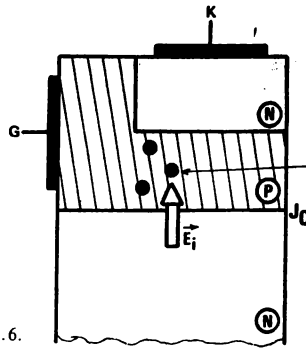


fig. 12.6.

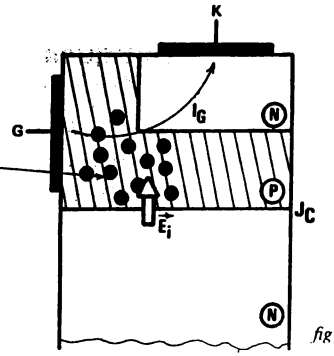


fig. 12.7.

Pour une valeur suffisante du courant de gâchette, l'injection d'électrons est telle que le dopage local au voisinage de la jonction de commande supprime la tenue en inverse de cette dernière : le thyristor s'amorce pour tout V_{AK} positif.

Le claquage étant déclenché, si l'on supprime le courant de gâchette, le phénomène d'avalanche est maintenu par le passage du courant direct I_A lui-même.

Ce phénomène cessera si, par diminution du courant I_A, on diminue le nombre de porteurs en dessous du seuil nécessaire au maintien de l'avalanche. Ce nombre minimal de porteurs correspond au courant de maintien I_H.

Remarque. — On a vu, dans l'étude expérimentale, qu'il y avait effondrement de la tension anode-cathode lors de l'amorçage.

Ce phénomène ne peut être interprété uniquement par un claquage de jonction polarisée en inverse. En effet (*cf.* 5.5), lorsqu'une diode claque en inverse, la tension reste pratiquement constante et égale à la tension de claquage.

Dans le cas du thyristor, on peut dire, de façon simplifiée, qu'en régime d'amorçage, en raison du faible dopage (de type P) de la couche de commande et du très fort dopage (de type N) de la couche de cathode, l'injection d'électrons (de la couche de cathode dans la couche de commande) est telle qu'une *inversion de conductibilité apparaît dans la couche de commande* (*fig.* 12.8).

Le thyristor amorcé se comporte alors comme un barreau de semi-conducteur extrinsèque de type N (couche de cathode + zone inversée de la couche de commande + couche de blocage) en série avec une jonction polarisée en direct (jonction d'anode).

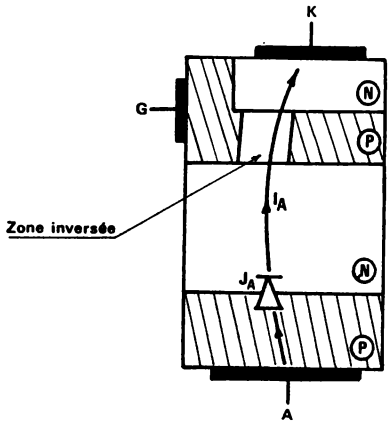


fig. 12.8.

b) Polarisation inverse

Les jonctions d'anode et de cathode sont polarisées en inverse.

En raison des différences importantes de dopage, la tenue en inverse est assurée par la jonction d'anode. Pour une valeur suffisante de la tension anode-cathode, la jonction d'anode part en avalanche. Comme dans le cas de la diode, le courant croît brutalement et la tension reste pratiquement constante et égale à la tension de claquage.

12.3. Caractéristiques du thyristor

Un montage à thyristor (*fig.* 12.3) présente deux circuits fondamentaux :

- le circuit de puissance ou circuit d'anode,
- le circuit de commande ou circuit de gâchette.

Dans chacun de ces circuits, les différentes grandeurs sont liées par un réseau de caractéristiques :

- réseau d'anode $I_A = f(V_{AK})$, paramètre I_G ;
- réseau de gâchette $I_G = f(V_{GK})$.

12.3.1. Caractéristiques d'anode

a) **Caractéristiques directes** (*fig.* 12.9)

Le courant I_A est pratiquement nul avant l'amorçage, la tension V_{AK} est très faible et quasi constante ($\approx$ 0,8 V) en régime de conduction.

Le point pour lequel la tension V_{AK} est maximale est appelé *point de retournement*. Les coordonnées (V_{AKO} ; I_{AO}) du point de retournement sont appelées *tension et courant de retournement.*

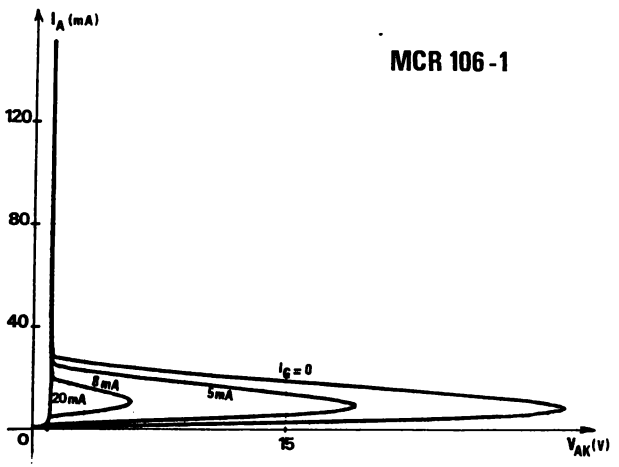


fig. 12.9.

Par convention, à courant de gâchette nul, la tension de retournement est notée V_{DRM} (tension de pointe que peut supporter le thyristor en polarisation directe pour se maintenir à l'état bloqué).

La tension de retournement est fonction décroissante du courant de gâchette et de la température.

Pour un courant de gâchette $I_G = I_{GT}$, l'état passant apparaît pour tout V_{AK} positif : le thyristor se comporte alors comme une diode.

b) **Caractéristique inverse** (*fig.* 12.10)

La caractéristique inverse est analogue à celle d'une diode à jonction : courant très faible avant claquage, caractéristique pratiquement verticale après claquage.

La valeur absolue de la tension V_{AK} pour laquelle apparaît le claquage est notée V_{RRM} (tension inverse de pointe que peut supporter le thyristor pour se maintenir à l'état bloqué).

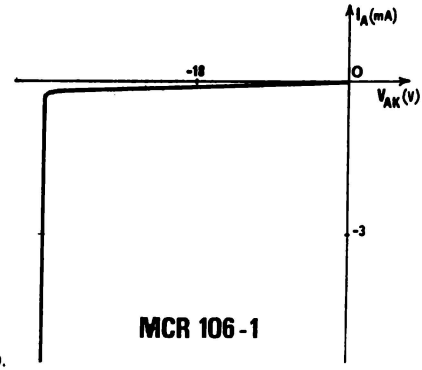


fig. 12.10.

12.3.2. Caractéristiques de gâchette (*fig.* 12.11)

La caractéristique de gâchette est la courbe représentative de la relation $I_G = f(V_{GK})$ pour $I_A = 0$. C'est la caractéristique de la diode gâchette-cathode à l'état bloqué.

En raison de sa configuration, cette diode diffère d'une diode à jonction classique par

- une chute de tension directe plus élevée,
- un courant inverse beaucoup plus grand,
- une tenue en inverse relativement faible,
- une très grande dispersion pour un même type de thyristor.

Pour traduire cette dispersion, le constructeur ne peut fournir que les caractéristiques C_0 et C'_0 des échantillons extrêmes d'un même type (*fig.* 12.11).

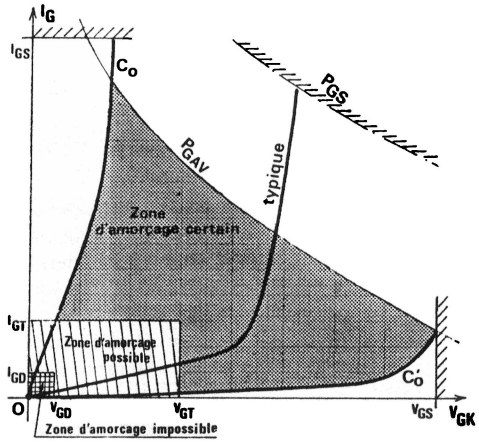


fig. 12.11.

Les conditions d'amorçage sont traduites dans le plan (I_G ; V_{GK}) par

- un domaine, où aucun échantillon ne s'amorce, limité par les valeurs I_{GD} et V_{GD},
- un domaine, où certains échantillons s'amorcent, limité par les valeurs I_{GT} et V_{GT},
- un domaine d'amorçage certain pour tous les échantillons,
- une zone de destruction limitée par l'hyperbole de puissance.

12.3.3. Caractéristiques dynamiques

a) Temps d'amorçage t_{on}

Sous l'action d'une impulsion de commande sur la gâchette, la tension V_{AK} ne décroît pas immédiatement (*fig.* 12.12).

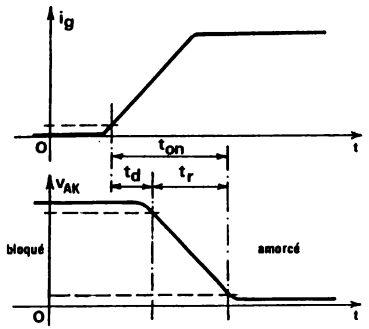


fig. 12.12.

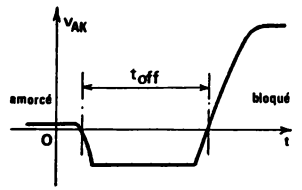


fig. 12.13.

On traduit ce retard à l'amorçage par le temps t_{on} dit temps d'amorçage. Ce temps se décompose en deux intervalles :

- *le temps de retard* t_d (*delay-time*) : durée qui s'écoule entre le passage de l'impulsion à 10 % de sa valeur maximale et le passage de la tension V_{AK} à 90 % de sa valeur maximale (*fig.* 12.12),
- *le temps de descente* t_r (*rise-time*) pendant lequel la tension V_{AK} passe de 90 % à 10 % de sa valeur maximale (*fig.* 12.12).

Le temps de retard t_d, de l'ordre de la microseconde, diminue si le temps de montée de l'impulsion de gâchette diminue.

Le temps de descente t_r dépend beaucoup de la puissance dissipable par le thyristor et de la nature de la charge. De l'ordre de 5 à 10 microsecondes sur charge résistive, ce temps croît de façon importante sur charge inductive.

b) Temps de blocage ou de désamorçage t_{off}

C'est, par définition, le temps qui s'écoule entre l'instant où la tension V_{AK} est devenue nulle et l'instant où le thyristor est susceptible de supporter une polarisation directe sans se réamorcer (*fig.* 12.13).

En d'autres termes, c'est le temps nécessaire pour que la jonction de commande redevienne, après annulation du courant d'anode, capable de soutenir une tension inverse élevée.

Ce temps, qui varie de 5 à 100 µs suivant les types, limite la fréquence d'utilisation des thyristors.

12.3.4. Limites d'utilisation des thyristors

L'objet de ce paragraphe n'est pas de donner une liste exhaustive des différentes abréviations (très nombreuses), mais de donner les propriétés essentielles permettant de choisir le type de thyristor qui s'adapte à toutes les applications essentielles de ce composant.

a) Valeurs limites de la tension anode-cathode à l'état bloqué

Ces valeurs limites ont été citées au paragraphe 12.3.1.

En polarisation directe, V_{DRM} représente *la tension de retournement à courant de gâchette nul.*

En polarisation inverse, V_{RRM} représente *la tension de claquage du thyristor.*

b) **Valeurs limites du courant d'anode à l'état passant**

La puissance dissipable dans le thyristor, à l'état passant, étant limitée pour éviter un échauffement excessif, il en résulte une limitation du courant d'anode, que l'on définit de la manière suivante :

- I_{FAV}, *courant direct moyen maximal* (*cf.* M.12.1.3 : définition de la valeur moyenne),
- I_{TSM}, *courant direct de pointe accidentel maximal* (I_{TSM} est environ dix fois plus grand que I_{FAV}).

c) **Caractéristiques limites de gâchette**

Le constructeur précise un certain nombre de valeurs limites concernant la gâchette qui sont, soit liées à la puissance maximale dissipable dans la jonction gâchette-cathode, soit liées au choix de la commande nécessaire à l'amorçage du thyristor :

- P_{GAV} : *puissance moyenne maximale* dissipable dans la jonction gâchette-cathode,
- P_{GS} : *puissance de pointe maximale* dissipable dans la jonction gâchette-cathode,
- I_{GS} : *courant de gâchette maximal*,
- V_{GS} : *tension directe gâchette-cathode maximale*,
- V_{GRM} : *tension inverse de claquage* de la jonction gâchette-cathode,
- V_{GD} : *tension directe gâchette-cathode* au-dessous de laquelle aucun échantillon ne pourra s'amorcer,
- I_{GD} : *courant de gâchette* au-dessous duquel aucun échantillon ne pourra s'amorcer,
- V_{GT} : *tension gâchette-cathode minimale* pour amorcer le thyristor de façon certaine,
- I_{GT} : *courant de gâchette minimal* pour provoquer un amorçage certain.

d) **Exemple.** — Thyristor type MCR 106-1 :

$V_{DRM} = 30$ V ; $V_{RRM} = 30$ V ;
$I_{FAV} = 4$ A ;
$P_{GAV} = 0{,}1$ W ; $P_{GS} = 0{,}5$ W ; $V_{GRM} = 6$ V ;
$V_{GD} = 0{,}2$ V ; $V_{GT} = 1{,}5$ V ; $I_{GT} = 20$ mA .

12.4. Procédés de déclenchement

Le circuit d'amorçage a pour but d'appliquer sur la gâchette du thyristor une tension positive.

En régime alternatif, cette tension devra être synchronisée pour que l'amorçage se fasse à des instants précis et non de façon aléatoire.

12.4.1. Dispositif à seuil : transistor unijonction programmable (T.U.P.)

Le T.U.P. est un dispositif à deux transistors PNP et NPN dans lequel on fixe le potentiel du point C commun à la base de T′ et au collecteur de T″ (*fig.* 12.14).

Remarque. — Ce composant porte encore le nom de *pseudo-thyristor*. En effet, nous allons voir que sa caractéristique est analogue à celle d'un thyristor.

a) **Caractéristique courant-tension** (montage de la *figure* 12.15)

Les transistors sont toujours dans le même état de fonctionnement.

En fonctionnement bloqué, tous les courants sont pratiquement nuls et la jonction base-émetteur de T′ est polarisée en inverse.

Or, $u = E_0 + V'_{EB}$.

Si les transistors sont au silicium, le seuil de conduction est $V_{BE} = 0{,}6$ V.

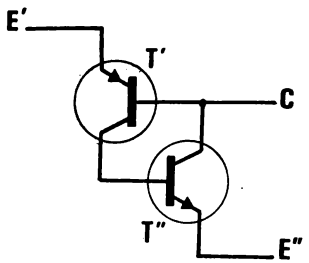


fig. 12.14.

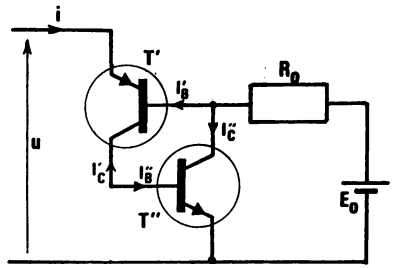


fig. 12.15.

On déduit donc la caractéristique du T.U.P. lorsque *les transistors sont bloqués* :

$$\boxed{u \text{ inférieur à } (E_0 + 0{,}6) \quad \text{et} \quad i = 0\,.}$$

La valeur $(E_0 + 0{,}6)$ est notée u_p et porte le nom de **tension de pic.**

En fonctionnement normal, soit β'_s et β''_s les gains en courant des transistors T' et T". Les tensions et courants du système sont liés par les relations suivantes :

$$\begin{cases} i = -(\beta'_s + 1)\, I'_B \approx -\beta'_s . I'_B\,, & (1)\\ u = V'_{EB} + E_0 - R_0(I'_B + I''_C)\,, & (2)\\ I''_C = \beta''_s . I''_B\,, & (3)\\ I''_B = -I'_C\,, & (4)\\ I'_C = \beta'_s . I'_B\,. & (5) \end{cases}$$

Des relations (3), (4) et (5), on tire

$$I''_C = \beta''_s . I''_B = -\beta''_s . I'_C = -\beta'_s . \beta''_s . I'_B \gg I'_B\,.$$

On en déduit

$$I''_C + I'_B \approx I''_C = -\beta'_s . \beta''_s . I'_B = \beta''_s . i \qquad \text{(d'après (1))}\,.$$

La relation (2) s'écrit donc

$$\boxed{u = V'_{EB} + E_0 - \beta''_s . R_0 . i \approx u_p - \beta''_s . R_0 . i\,.}$$

Dans le plan $(u\,;\, i)$, cette relation est l'équation d'une droite passant par les points

$$(i = 0\,;\, u = u_p) \quad \text{et} \quad \left(u = 0\,;\, i = \frac{u_p}{\beta_s . R_0}\right).$$

Les transistors entrent *en régime de saturation* lorsque $V'_{BC} = V''_{BC} = 0$. Or,

$$u = V'_{EB} + V'_{BC} + V''_{BE} = V'_{EB} + E_0 - \beta''_s . R_0 . i\,,$$

d'où l'on tire les coordonnées du point d'entrée en saturation :

$$i = i_0 = \frac{E_0 - V''_{BE}}{\beta''_s . R_0} \quad \text{et} \quad u = u_0 = V'_{EB} + V''_{BE}\,.$$

Les transistors sont saturés pour

$$u \approx u_0 \quad \text{et} \quad i \geqslant i_0 .$$

La tension u_0 est appelée **tension de vallée** et le courant i_0, **courant de vallée.**

L'analyse précédente conduit à la caractéristique du T.U.P. (*fig.* 12.16).

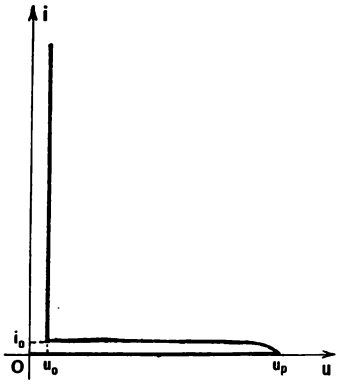


fig. 12.16.

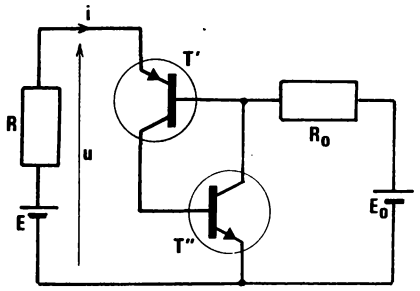


fig. 12.17.

b) **Point de fonctionnement d'un montage à T.U.P.** (*fig.* 12.17)

Le point de fonctionnement est solution du système :

$$\begin{cases} u = f(i) & \text{(caractéristique du T.U.P.)}, \\ u = \mathrm{E} - \mathrm{R}.i & \text{(droite de charge)}. \end{cases}$$

Envisageons le cas de fonctionnement avec E supérieur à u_p.
Deux points de fonctionnement sont possibles :
M_n : les transistors sont en fonctionnement normal,
M_s : les transistors sont en fonctionnement saturé (*fig.* 12.18).

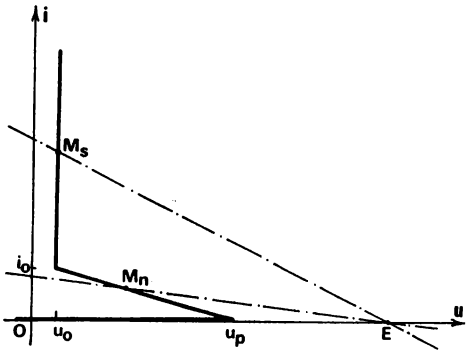


fig. 12.18.

Pour que les transistors soient en fonctionnement normal, la droite de charge doit être telle que pour $u = u_0$, on ait i inférieur à i_0. Ceci entraîne la condition suivante :

$$R > \frac{E - u_0}{i_0}$$

c) **Oscillateur à T.U.P.** (*fig.* 12.19)

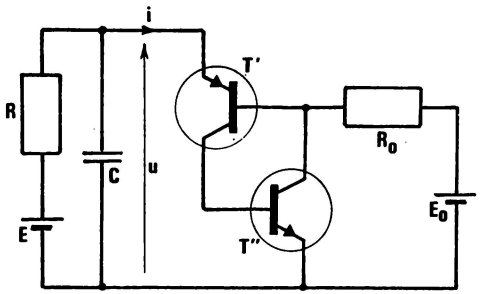


fig. 12.19.

Le montage est tel que E soit supérieur à u_p.

Le condensateur, initialement déchargé, se charge à travers R. La tension u croît de 0 à u_p pour laquelle le T.U.P. entre en conduction. Il y a alors décharge du condensateur, la tension u passant à la valeur u_0.

Lorsque le condensateur est déchargé, aucun courant ne le traverse et le point de fonctionnement est solution du système :

$$\begin{cases} u = u_0 , \\ u = E - R.i . \end{cases}$$

On en déduit

$$i = \frac{E - u_0}{R} .$$

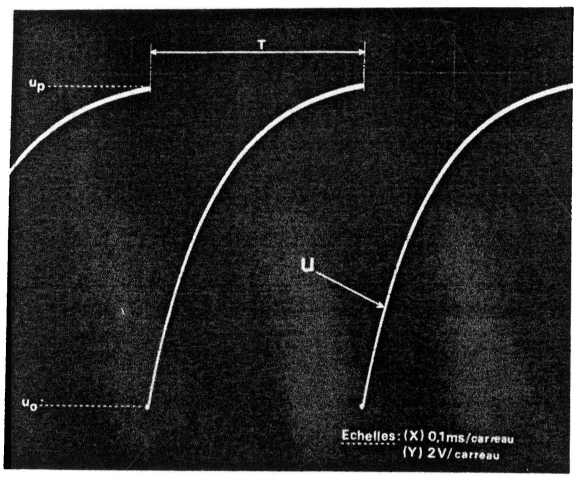


fig. 12.20.

Deux cas se présentent :

- soit i est supérieur ou égal à i_0, le fonctionnement est stable, les transistors restent saturés : le T.U.P. reste conducteur,
- soit i est inférieur à i_0 pour $u = u_0$, : le T.U.P. se bloque, le condensateur va de nouveau se charger et le cycle recommencer (*fig.* 12.18).

Pour que le fonctionnement soit astable, il faut donc que la condition « i inférieur à i_0 » soit vérifiée, ce qui conduit à la relation

$$R > \frac{E - u_0}{i_0}.$$

La tension u est alors une succession de charges (jusqu'à $u = u_p$) et de décharges (jusqu'à $u = u_0$) de condensateur [graphe de $u(t)$: *figure* 12.20].

d) Obtention d'impulsions de commande

La décharge du condensateur dans le T.U.P. se traduit par une impulsion de courant de durée très brève.

Pour recueillir des impulsions aptes à être utilisées pour commander un thyristor, il suffit de placer dans l'émetteur de T″ une résistance r (que l'on choisira de faible valeur pour ne pas perturber de trop la caractéristique du T.U.P.) (*fig.* 12.21).

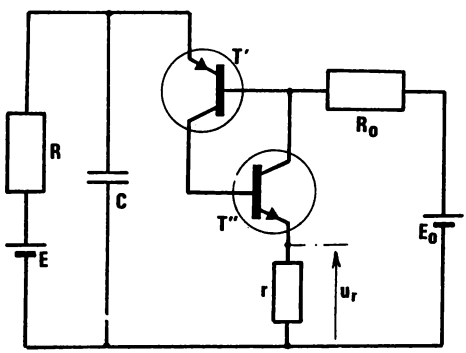


fig. 12.21.

La tension u_r est constituée d'une succession d'impulsions périodiques très brèves (*fig.* 12.22).

On démontre que la période de ces impulsions est égale à

$$T = RC.\ln\left(\frac{E - u_0}{E - u_p}\right).$$

Remarque. — Il existe d'autres dispositifs de déclenchement à seuil tels que le *transistor unijonction* (U.J.T.) (symbole : *figure* 12.23) dont la caractéristique est analogue à celle du T.U.P. (*fig.* 12.24). La tension de pic V_p est approximativement proportionnelle à $V_{B1\,B2}$. Le coefficient de proportionnalité η porte le nom de rapport intrinsèque. Sa valeur est comprise entre 0,45 et 0,65.

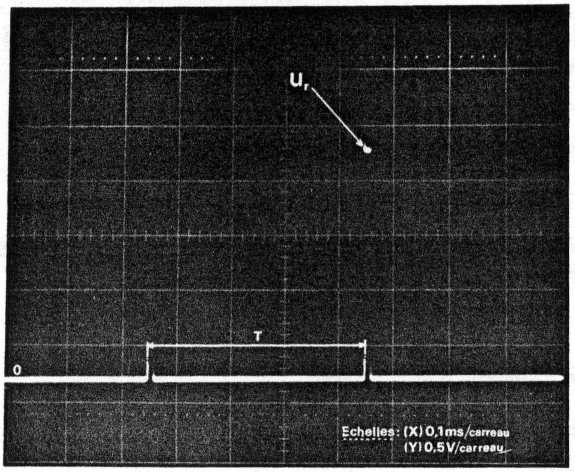


fig. 12.22.

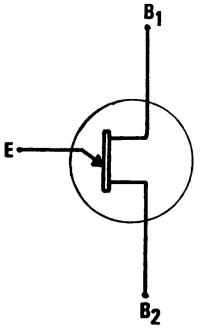


fig. 12.23.

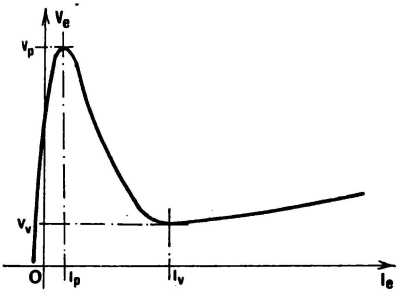


fig. 12.24.

12.4.2. Réseau déphaseur

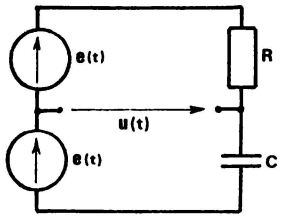


fig. 12.25.

On montre que si $e(t)$ est de la forme $E_M.\sin(\omega t)$, la tension $u(t)$ est de la forme

$$u(t) = U_M.\sin(\omega t - \varphi)$$

avec

$$\operatorname{tg}\frac{\varphi}{2} = RC\omega\,.$$

La tension $u(t)$ pourra être utilisée pour commander la gâchette d'un thyristor (*cf.* E.12.5).

12.5. Commutation

On appelle *commutation d'un thyristor le passage de l'état passant à l'état bloqué.* Suivant la nature de la tension anode-cathode, cette commutation peut se faire, soit de façon naturelle, soit de façon forcée.

12.5.1. Commutation naturelle

Considérons le montage de la *figure* 12.26 dans lequel la tension $e(t)$ est variable.

Si la tension $e(t)$ diminue (ou passe par zéro), le courant d'anode I_A devient inférieur au courant de maintien : le thyristor se bloque. On dit qu'il y a commutation naturelle.

12.5.2. Commutation forcée

Lorsque la tension $e(t)$ (montage : *figure* 12.26) reste toujours positive (constante en particulier), après amorçage par le dispositif de commande, il est nécessaire de lui adjoindre un dispositif de commutation forcée (*fig.* 12.27).

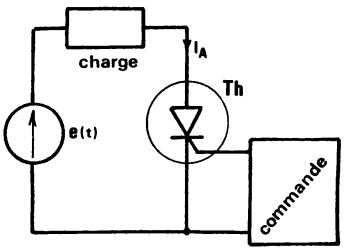


fig. 12.26.

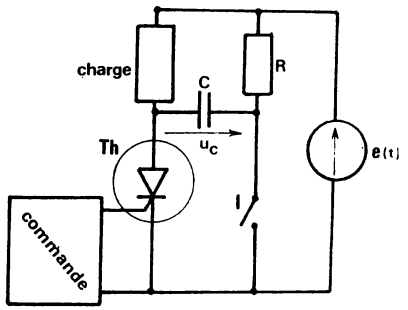


fig. 12.27.

Après amorçage, le condensateur se charge sous la tension $e(t)$ par la résistance R, l'interrupteur I étant maintenu ouvert.

Si l'on ferme l'interrupteur, la tension anode-cathode V_{AK} aux bornes du thyristor devient égale à $-u_C = -e$: le thyristor, en polarisation inverse, se bloque.

12.6. Applications du thyristor

Les applications du thyristor sont essentiellement liées à la possibilité de régler la puissance dissipée dans une charge.

12.6.1. Redressement contrôlé simple alternance (*fig.* 12.28)

Les circuits de commande et de synchronisation (*cf.* M.12.1) ne sont pas figurés pour simplifier le schéma.

Analyse du fonctionnement

La tension d'alimentation est de la forme $e(t) = E_M.\sin(\omega t)$. Désignons par t_a l'instant d'apparition de la première impulsion.

La loi des mailles appliquée au circuit de charge conduit à la relation :

$$e = u + v_{AK}\ , \qquad (1)$$

avec

$$u = R.i_A\ . \qquad (2)$$

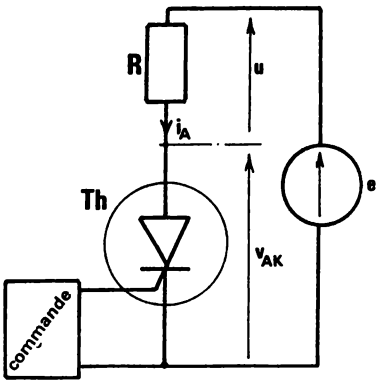


fig. 12.28.

Pour étudier les conditions de fonctionnement, nous supposerons le thyristor caractérisé par les propriétés suivantes :

- *Thyristor non amorçable* : v_{AK} négatif (polarisation inverse).
- *Thyristor amorçable* : v_{AK} positif (polarisation directe).
- *Thyristor bloqué* : $i_A = 0$.
- *Thyristor amorcé* : $v_{AK} = V_0$ et i_A positif.

Lorsque le thyristor est non amorçable : $v_{AK} < 0$ et $i_A = 0$.

D'après (2), si $i_A = 0$, il vient $u = 0$.

De la relation (1), on déduit $e = v_{AK}$.

Conclusion : *le thyristor est toujours bloqué pour e négatif.*

Pour e positif, le thyristor est en polarisation directe donc amorçable.

Pour t compris entre 0 et t_a, aucune impulsion de commande n'est appliquée sur la gâchette : le thyristor reste bloqué. Il vient alors $i_A = 0$; $u = 0$; $v_{AK} = e$.

Pour $t = t_a$, le thyristor s'amorce : $v_{AK} = V_0$; $u = e - V_0$; $i_A = \dfrac{u}{R}$.

La conduction dure jusqu'à l'instant $t = t_b$ où le courant i_A devient inférieur au courant de maintien I_H. Il y a alors blocage par commutation naturelle.

Les graphes de $e(t)$, $u(t)$ et $v_{AK}(t)$ résument l'analyse précédente (*fig.* 12.29).

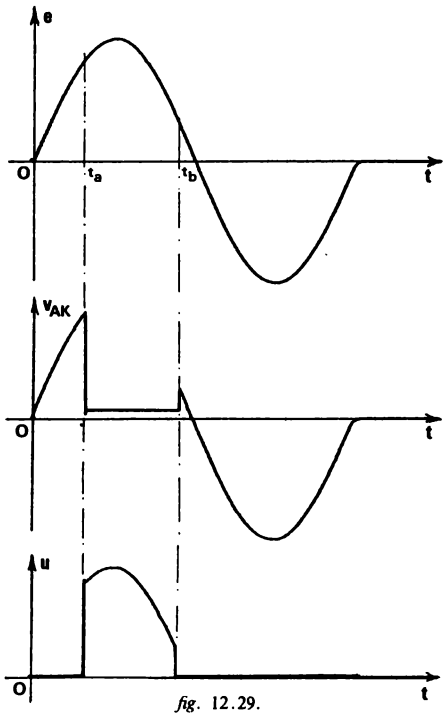


fig. 12.29.

Remarques

1. En polarisation directe, le thyristor reste bloqué avant t_a à condition que V_{DRM} soit supérieur à E_M. De même, en polarisation inverse, pour qu'il n'y ait pas claquage il faut que V_{RRM} soit supérieur à E_M.

2. On réalise aussi, à l'aide de thyristors, des montages de *redressement contrôlé double alternance* (*cf.* E.12.1).

Les applications du redressement contrôlé sont nombreuses en raison de la souplesse du réglage (traction électrique, variateurs de vitesse pour machines, chargeur de batterie, etc.). L'importance des parasites introduits sur le réseau par l'amorçage en cours de période conduit à remplacer de plus en plus les redresseurs contrôlés par des contacteurs.

12.6.2. Contacteur

Le réglage de puissance se fait, non pas par découpage de la tension d'alimentation, mais par variation de la durée de conduction d'un dispositif bidirectionnel.

Réalisons le montage de la *figure* 12.30, appelé *contacteur à thyristors en parallèle inverse*.

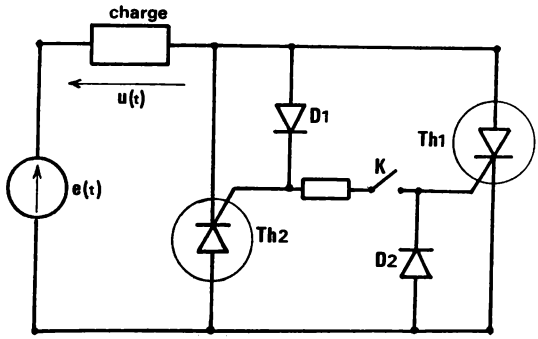


fig. 12.30.

Lorsque l'interrupteur K est ouvert, les circuits de gâchette sont ouverts : les thyristors ne peuvent être amorcés et aucune puissance n'est recueillie dans la charge.

Lorsque l'interrupteur K est fermé :

- pendant l'alternance positive, Th1 polarisé en direct est amorcé par la diode D1, tandis que Th2 polarisé en inverse reste bloqué,
- pendant l'alternance négative, Th2 est amorcé par D2, alors que Th1 reste bloqué.

Tant que l'interrupteur reste fermé, on récupère aux bornes de la charge la totalité de la tension d'alimentation.

Les graphes de $e(t)$ et $u(t)$ résument l'analyse précédente (*fig.* 12.31).

Remarque. — L'interrupteur est généralement constitué par un *transistor* fonctionnant en commutation.

Pour éviter la création de parasites, on ferme l'interrupteur lorsque la tension d'alimentation s'annule. On dit que l'on fait de la « *commande à zéro* ».

Ces contacteurs sont de plus en plus répandus dans l'électronique de puissance (régulateur de température, variateur de vitesse, gradateur de lumière, etc.).

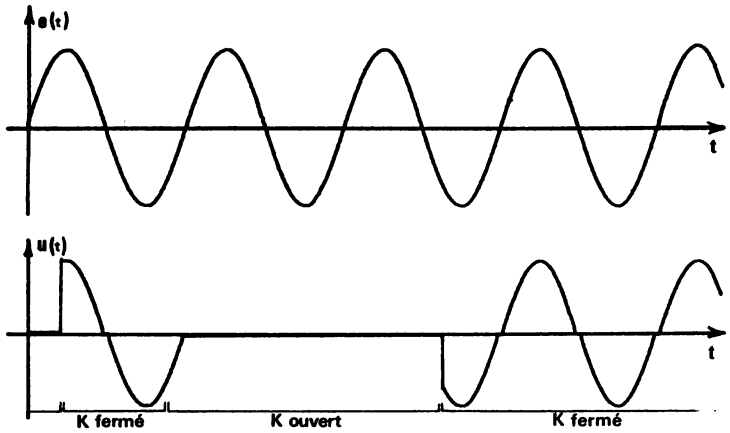


fig. 12.31.

12.7. Autres redresseurs contrôlés

12.7.1. Photothyristor

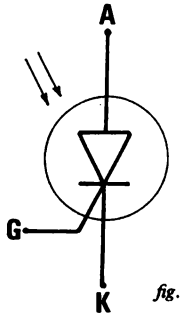


fig. 12.32.

Symbole (*fig.* 12.32)

De structure analogue au thyristor classique, il en possède les propriétés et les caractéristiques (en particulier, il est amorçable par la gâchette), mais est muni d'une fenêtre qui permet d'éclairer la jonction de commande. Comme dans la photodiode, les photons incidents créent des paires électron-trou. La concentration en porteurs minoritaires dans la couche de commande est augmentée.

Si le photothyristor est en polarisation directe, le champ interne accélère les porteurs minoritaires et pour une valeur suffisante de la tension anode-cathode, la jonction de commande part en avalanche.

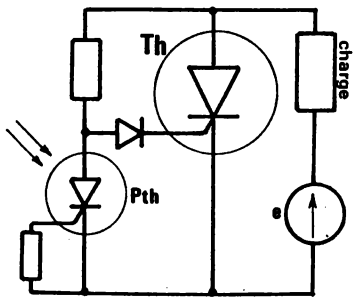


fig. 12.33.

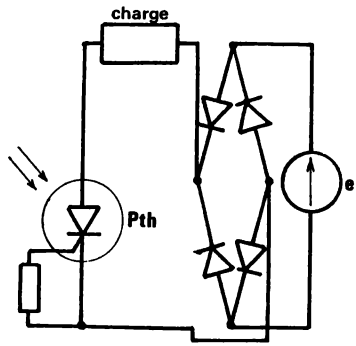


fig. 12.34.

L'application essentielle réside dans la commutation de puissance alternative :

- amorçage d'un thyristor de forte puissance (*fig.* 12.33),
- contacteur de tension redressée (*fig.* 12.34).

12.7.2. Thyristor à blocage par la gâchette

(Thyristor GCO : *gain en courant à l'ouverture* ; Thyristor GCS : *gate controlled switch.*)

a) Etude du point de fonctionnement dans le plan (V_{AK} ; I_A)

Etant donné le montage de la *figure* 12.35 dans lequel E est une tension continue positive, le point de fonctionnement est solution du système :

$$\begin{cases} V_{AK} = E - R.I_A & \text{(droite de charge)}, \\ I_A = f(V_{AK}) & \text{(caractéristique du thyristor)}. \end{cases}$$

En l'absence de courant de gâchette ($I_G = 0$), le point de fonctionnement est en T_0 : le thyristor est bloqué (*fig.* 12.36).

Un courant de gâchette positif déplace la caractéristique courant-tension du thyristor vers la gauche. Pour une valeur suffisante du courant de gâchette, la caractéristique devient tangente à la droite de charge et le point de fonctionnement passe en T_1 : le thyristor est amorcé (*fig.* 12.36).

Le thyristor étant amorcé, *un courant de gâchette négatif déplace la caractéristique courant-tension vers la droite.* Pour une valeur suffisante de I_G, la caractéristique devient tangente à la droite de charge et le point de fonctionnement passe en T_2 (seul point d'intersection de la droite de charge avec la caractéristique) : le thyristor se bloque (*fig.* 12.36).

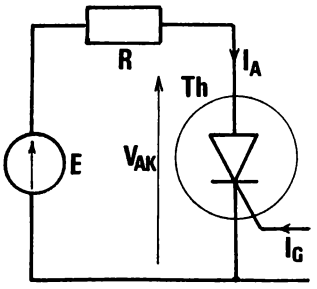


fig. 12.35.

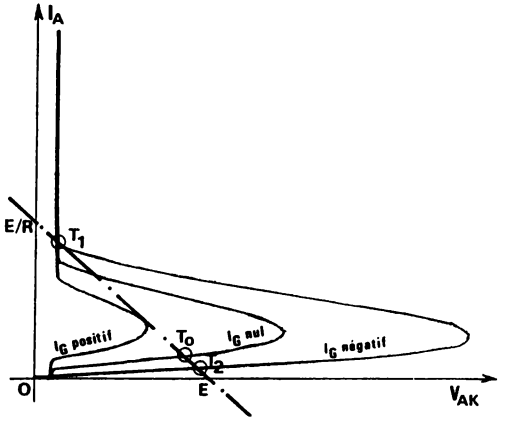


fig. 12.36.

On constate donc qu'il est possible de bloquer un thyristor en extrayant un courant par la gâchette. Les thyristors classiques ne sont pas conçus pour une telle opération, mais par une configuration particulière, il est possible de réaliser des éléments capables de supporter un courant de gâchette négatif : ce sont les thyristors à blocage par la gâchette ou thyristors GCO.

b) **Notion de gain en courant à l'ouverture (GCO)**

On définit *le gain en courant à l'ouverture par le rapport entre le courant* I_A *à l'état passant et la valeur absolue du courant* I_G *nécessaire pour bloquer le thyristor* :

$$GCO = \frac{I_A}{|I_G|}.$$

Le thyristor sera d'autant plus facile à bloquer que son GCO sera élevé. Les valeurs des GCO des thyristors existants sont de l'ordre de 20.

c) **Applications**

L'application essentielle réside évidemment dans *l'utilisation sous tension continue* : on fait ainsi l'économie d'un circuit de commutation forcée.

12.7.3. Triac

Le triac n'est pas un redresseur, mais plutôt un **contacteur bidirectionnel.** En effet, alors que le thyristor ne s'amorce qu'en polarisation directe, le triac est amorçable pour des tensions d'alimentation de signe quelconque.

a) **Constitution et fonctionnement**

On peut schématiser la structure d'un triac par celle d'un thyristor classique dans lequel seraient diffusées deux zones de type N, l'une dans la couche d'anode, l'autre dans la couche de commande (*fig.* 12.37).

Deux électrodes métalliques placées sur les zones (P_1-N_4) et (P_2-N_2) portent le nom d'**anodes,** la troisième placée sur la zone (P_2-N_3) est appelée **gâchette** (*symbole* : *fig.* 12.38).

L'ensemble peut être assimilé à deux thyristors ($P_1N_1P_2N_2$) et ($P_2N_1P_1N_4$) *montés en parallèle inverse* (*fig.* 12.39).

L'analogie ne peut être prolongée car si la gâchette du premier est bien connectée à la couche de commande, il n'en est pas de même pour le deuxième.

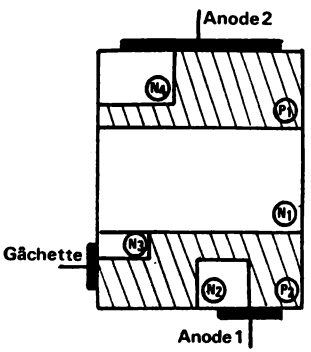


fig. 12.37.

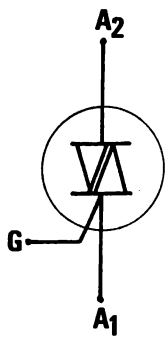


fig. 12.38.

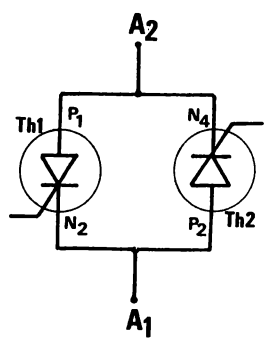


fig. 12.39.

Le fonctionnement peut être analysé sommairement de la façon suivante :

• V_{A2A1} *positif* (polarisation directe), le thyristor Th1 est en direct, une impulsion positive sur la gâchette permet son amorçage (thyristor classique),

• V_{A2A1} *négatif* (polarisation inverse), le thyristor Th2 est en direct, la jonction N_1P_1 jouant le rôle de jonction de commande (elle seule est polarisée en inverse). Une impulsion négative sur la gâchette permet une injection d'électrons dans la région P_2, où devenus minoritaires, ils sont accélérés par le champ interne dans la région N_1. Le dopage de la région N_1 est augmenté et la tenue en inverse de la jonction N_1P_1 diminuée. Il y a claquage.

b) **Caractéristique courant-tension et propriétés**

Extérieurement, le triac se comporte comme deux thyristors montés « tête-bêche ». Il en résulte une *symétrie de sa caractéristique par rapport à l'origine* (*fig.* 12.40).

Par contre, si dans le montage à thyristors, chaque thyristor dispose d'une demi-période pour se bloquer lorsqu'il passe en polarisation inverse, le triac (élément bidirectionnel) devra avoir un temps de blocage très petit devant la demi-période. L'*utilisation en fréquence* est en conséquence *très vite limitée* (300 à 400 Hz).

En polarisation inverse, le thyristor doit pouvoir supporter la tension maximale pour éviter le claquage (généralement destructif). Le triac est, lui, *autoprotégé* puisqu'il s'amorce dans les deux sens.

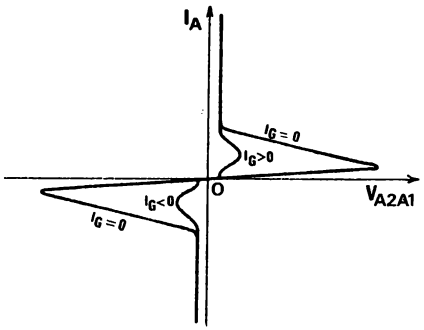


fig. 12.40.

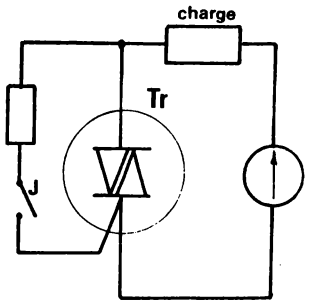


fig. 12.41.

c) **Applications**

Les applications se divisent en deux familles :

• *les relais statiques alternatifs* (commutation d'une forte puissance à l'aide d'une faible puissance de commande) (*fig.* 12.41),

• *le réglage de puissance* (analogue aux contacteurs à thyristors) (*cf.* E.12.11).

M.12. Mesures de laboratoire

M.12.1. Etude d'un redresseur contrôlé à thyristor

M.12.1.1. Montage expérimental (*fig.* M.12.1)

Le circuit de puissance est constitué d'un thyristor (MCR 106-6), d'une charge (R_C = 100 Ω) et d'une alimentation alternative [$e(t) = E\sqrt{2}.\sin(\omega t)$, avec E = 48 V et $\omega = 100\,\pi$ rad/s].

M.12.1.2. Circuit de commande et de synchronisation

Les impulsions de commande sont réalisées à l'aide d'un oscillateur à T.U.P. (*fig.* 12.21). Mais pour que l'instant d'amorçage soit le même à chaque

période, il est nécessaire de synchroniser le générateur d'impulsions sur la tension d'alimentation. Il suffit pour cela de déclencher la charge du condensateur à un moment précis. L'instant le plus simple qui peut être choisi est le passage par zéro de la tension d'alimentation.

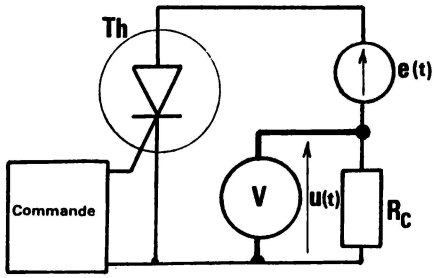


fig. M.12.1.

On réalise donc le montage de la *figure* M.12.2.

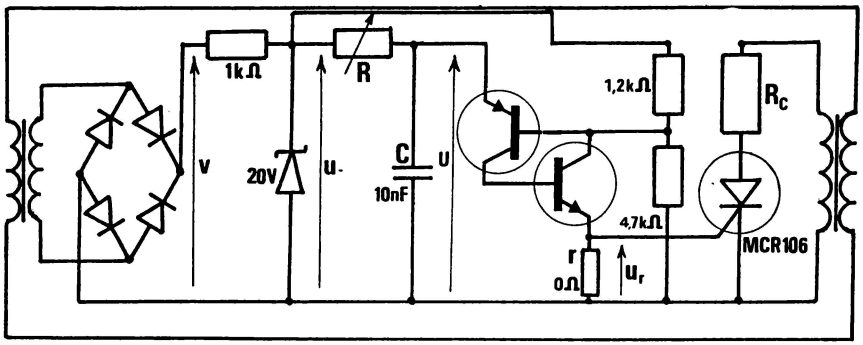


fig. M.12.2.

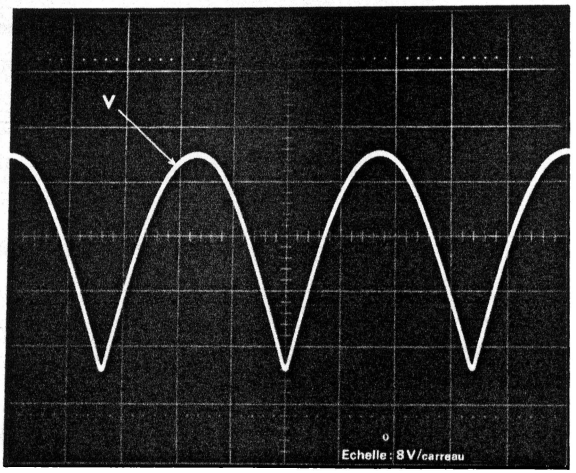


fig. M.12.3.

La tension v est une alimentation redressée double alternance (*fig.* M.12.3).
Supposons un état initial pour lequel les tensions v, u_z et u_c sont nulles.
Lorsque v augmente, la tension u_z croît pour atteindre rapidement la valeur constante U_{z0} (*fig.* M.12.4).

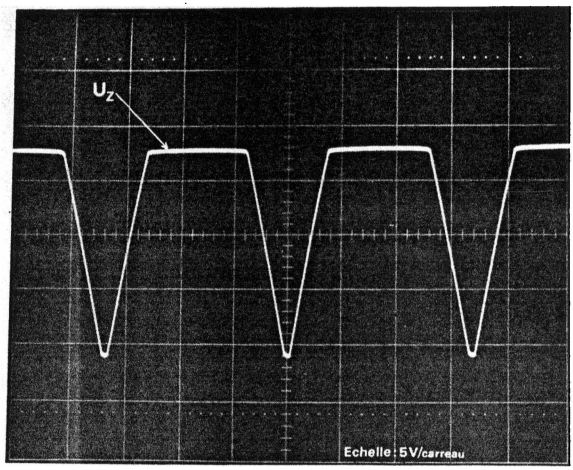


fig. M.12.4.

Le condensateur se charge, la tension u_c croît jusqu'à u_p, puis il y a décharge rapide dans le T.U.P. (*fig.* M.12.5).
Lorsque la tension v diminue, la tension u_z diminue et la tension u_p diminue. Au passage par zéro de v, les tensions u_z et u_p sont nulles et quel que soit l'état de charge du condensateur, celui-ci va se décharger : on se retrouve alors à l'état initial.

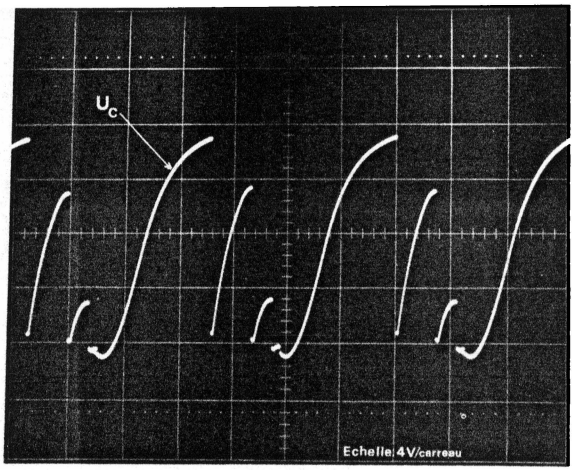


fig. M.12.5.

Conclusion : Pour une valeur donnée de la résistance R, la première impulsion apparaîtra toujours au même instant (*fig.* M.12.6).

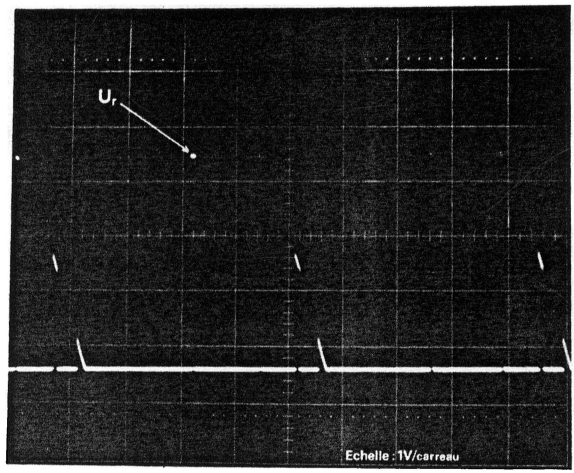


fig. M.12.6.

M.12.1.3. Notion de valeur moyenne et de valeur efficace d'une grandeur périodique

Une grandeur est périodique, de période T, si

$$f(t + kT) = f(t), \quad \text{avec } k \text{ entier}$$

(*fig.* M.12.7).

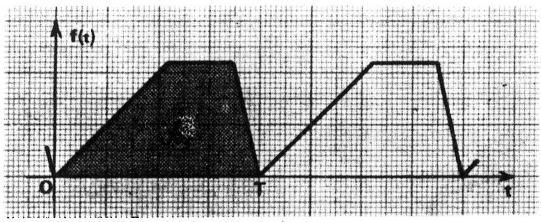


fig. M.12.7.

On appelle **valeur moyenne de la grandeur périodique, le quotient de l'aire comprise entre l'axe des temps et la courbe représentative de $f(t)$ par la période**

$$f_m = \frac{\mathcal{A}_f}{T}.$$

Cette aire est positive si la courbe est située au-dessus de l'axe des temps, négative si la courbe est située au-dessous de l'axe des temps.

Cas particulier d'une grandeur sinusoïdale : $f(t) = F_M.\sin(\omega t)$ (*fig.* M.12.8).

L'aire de la partie située au-dessus de l'axe est égale à l'aire de la partie située au-dessous. Il en résulte

$$f_m = 0.$$

Dans ce cas-là, **la grandeur est dite alternative.**

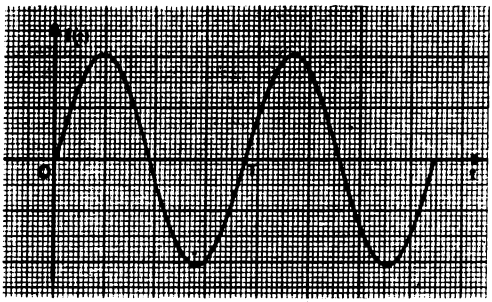


fig. M.12.8.

On appelle valeur efficace d'une grandeur périodique, la valeur d'une grandeur continue (constante en fonction du temps) **qui provoquerait les mêmes effets énergétiques que la grandeur périodique.**

On montre que le carré de cette valeur efficace est égal à la valeur moyenne du carré de la grandeur :

$$f_e^2 = \frac{\mathcal{A}_{f^2}}{T},$$

en désignant par $\mathcal{A}_{f^2}$, l'aire comprise entre la courbe représentative de $f^2(t)$ et l'axe des temps.

Cas particulier d'une grandeur sinusoïdale : $f(t) = F_M.\sin(\omega t)$. On montre que la valeur efficace d'une grandeur sinusoïdale est égale à la valeur maximale de $f(t)$ divisée par $\sqrt{2}$ soit

$$f_e = \frac{F_M}{\sqrt{2}}.$$

M.12.1.4. Mesure de valeur moyenne et de valeur efficace

a) **Valeur moyenne**

L'élément de base pour mesurer la valeur moyenne d'un courant ou d'une tension est le galvanomètre à cadre mobile (*cf.* cours d'électromagnétisme). La position du cadre est proportionnelle à la valeur moyenne du courant qui traverse les spires.

L'appareil ainsi réalisé est qualifié de **magnéto-électrique** (*symbole* : *fig.* M.12.9).

fig. M.12.9.

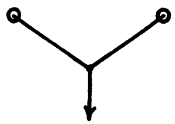


fig. M.12.10.

fig. M.12.11.

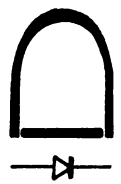


fig. M.12.12.

b) **Valeur efficace**

La valeur efficace étant liée aux effets énergétiques, pour la mesurer, il suffit de mettre à profit cette propriété. On va donc utiliser les effets thermiques (effet Joule) créés par un courant.

L'effet Joule provoque soit la dilatation d'un fil (**appareil thermique,** *symbole* : *fig.* M.12.10), soit l'échauffement d'un thermocouple (**appareil à thermocouple,** *symbole* : *fig.* M.12.11).

Cas particulier d'une grandeur sinusoïdale : **appareil magnéto-électrique à redresseur** (*symbole* : *fig.* M.12.12).

L'inconvénient des appareils thermiques est leur faible sensibilité, celui des appareils à thermocouple est leur prix. On utilise alors un appareil magnéto-électrique à l'entrée duquel on place un redresseur afin de supprimer la propriété de grandeur alternative ($f_m = 0$) d'une fonction sinusoïdale. L'appareil indique la valeur moyenne de la grandeur redressée, il suffit donc par un changement d'échelle de graduer le cadran en valeur efficace.

Important : Cette graduation n'est correcte que pour une entrée sinusoïdale. Pour toute autre fonction, l'indication sera entachée d'erreur.

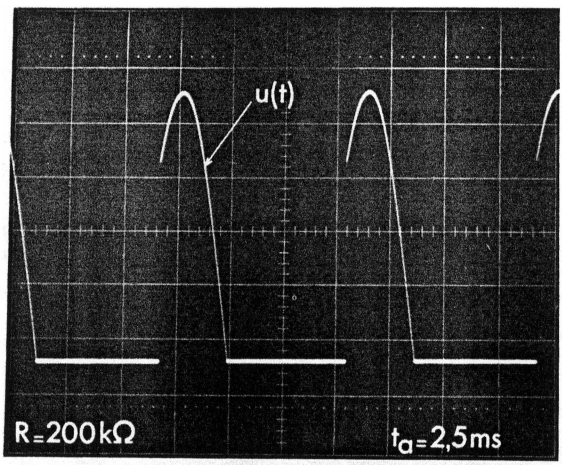


fig. M.12.13.*a.*

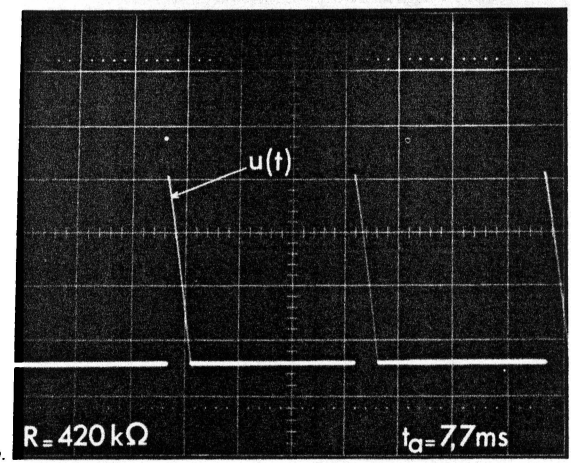


fig. M.12.13.*b.*

M.12.1.5. Expérimentation

L'instant d'amorçage t_a dépend de la valeur de la résistance R. Le graphe de la tension $u(t)$ est donc fonction de R (*fig.* M.12.13).

Les valeurs moyenne et efficace de la tension $u(t)$ respectivement mesurées avec un voltmètre magnéto-électrique et un voltmètre à thermocouple sont évidemment fonction de la résistance R.

Les graphes de la *figure* M.12.14 traduisent cette propriété.

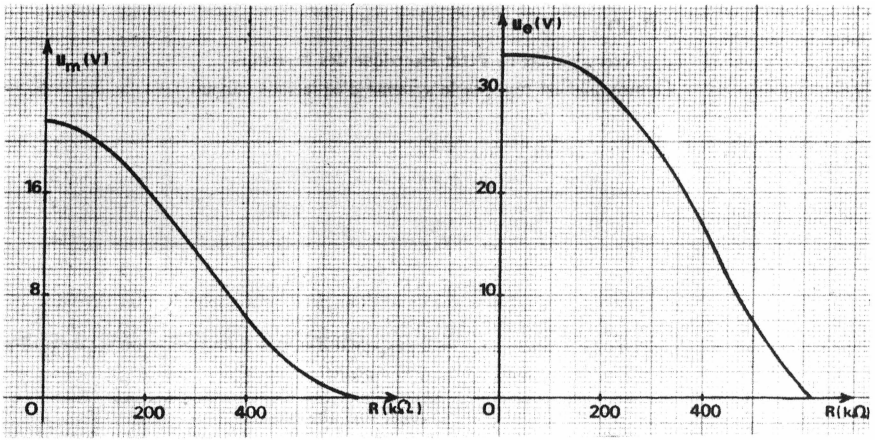


fig. M.12.14.

E.12. Exercices

Exercices d'application

E.12.1

Redresseur contrôlé double alternance

Etant donné le montage de la *figure* E.12.1 (les circuits de commande et de synchronisation ne sont pas figurés pour simplifier le schéma), une impulsion de commande est appliquée au bout d'une durée t_a après le passage par zéro de la tension d'alimentation.

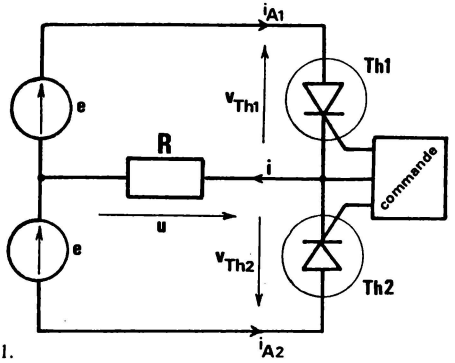


fig. E.12.1.

La tension d'alimentation est de la forme $e(t) = E_M.\sin(\omega t)$.
Les thyristors seront supposés idéaux :

- à l'état amorcé : $v_{AK} = 0$,
- à l'état bloqué : $i_A = 0$.

a) Pour t variant de 0 à $\frac{2\pi}{\omega}$, décrire l'état électrique des deux thyristors.

b) En déduire les graphes de $e(t)$, $u(t)$, $v_{Th1}(t)$ et $v_{Th2}(t)$.

Solution :

a) **Détermination de l'état électrique des thyristors**

Le montage est régi par le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} e = v_{Th1} + u, & (1) \\ -e = v_{Th2} + u, & (2) \\ u = R.i, & (3) \\ i = i_{A1} + i_{A2}. & (4) \end{cases}$$

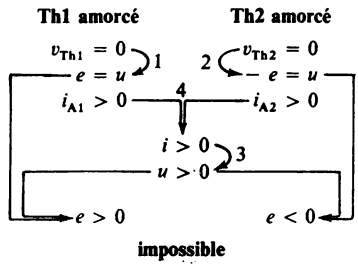
Résumons, par ailleurs, les conditions de fonctionnement d'un thyristor :

$$\begin{cases} \textit{thyristor bloqué} : i_A = 0 ; v_{Th} \text{ positif et pas d'impulsion ou } v_{Th} \text{ négatif} ; \\ \textit{thyristor amorcé} : v_{Th} = 0 ; i_A \text{ positif.} \end{cases}$$

Les thyristors sont soit bloqués, soit amorcés.
Il existe donc quatre cas de fonctionnement possibles :

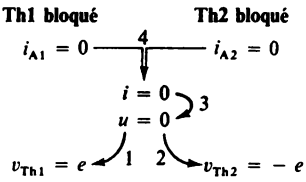
- Th1 et Th2 amorcés,
- Th1 et Th2 bloqués,
- Th1 amorcé, Th2 bloqué,
- Th1 bloqué, Th2 amorcé.

Premier cas :



impossible

Deuxième cas :



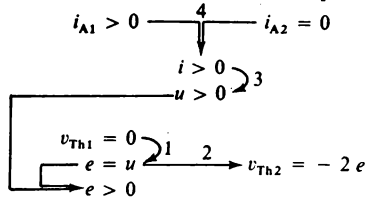
$$\begin{cases} v_{Th1} \text{ négatif} \Longrightarrow e \text{ négatif}, \\ v_{Th2} \text{ négatif} \Longrightarrow e \text{ positif}, \end{cases} \text{ c'est impossible.}$$

$$\begin{cases} v_{Th1} \text{ positif et pas d'impulsion} \Longrightarrow e \textbf{ positif avec } 0 \leqslant t < t_a, \\ v_{Th2} \text{ négatif} \Longrightarrow e \text{ positif.} \end{cases}$$

$\begin{cases} v_{Th1} \text{ positif et pas d'impulsion} \Longrightarrow e \text{ positif,} \\ v_{Th2} \text{ positif et pas d'impulsion} \Longrightarrow e \text{ négatif,} \end{cases}$ c'est impossible.

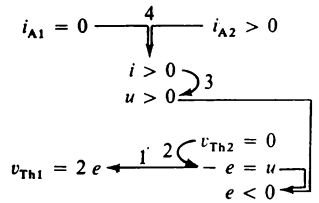
$\begin{cases} v_{Th1} \text{ négatif} \Longrightarrow e \text{ négatif,} \\ v_{Th2} \text{ positif et pas d'impulsion} \Longrightarrow e \text{ négatif avec } \dfrac{\pi}{\omega} \leqslant t < \dfrac{\pi}{\omega} + t_a. \end{cases}$

Troisième cas : **Th1 amorcé** **Th2 bloqué**



possible pour $t_a \leqslant t < \dfrac{\pi}{\omega}$.

Quatrième cas : **Th1 bloqué** **Th2 amorcé**



possible pour $\dfrac{\pi}{\omega} + t_a < t < \dfrac{2\pi}{\omega}$.

b) **Graphes des tensions** (*fig.* E.12.2)

Pour $0 \leqslant t < t_a$: Th1 *et* Th2 *bloqués* $\begin{cases} u = 0, \\ v_{Th1} = e, \\ v_{Th2} = -e. \end{cases}$

Pour $t_a \leqslant t < \dfrac{\pi}{\omega}$: Th1 *amorcé*, Th2 *bloqué* $\begin{cases} u = e, \\ v_{Th1} = 0, \\ v_{Th2} = -2e. \end{cases}$

Pour $\dfrac{\pi}{\omega} \leqslant t < \dfrac{\pi}{\omega} + t_a$: Th1 *et* Th2 *bloqués* $\begin{cases} u = 0, \\ v_{Th1} = e, \\ v_{Th2} = -e. \end{cases}$

Pour $\dfrac{\pi}{\omega} + t_a \leqslant t < \dfrac{2\pi}{\omega}$: Th1 *bloqué*, Th2 *amorcé* $\begin{cases} u = -e, \\ v_{Th1} = 2e, \\ v_{Th2} = 0. \end{cases}$

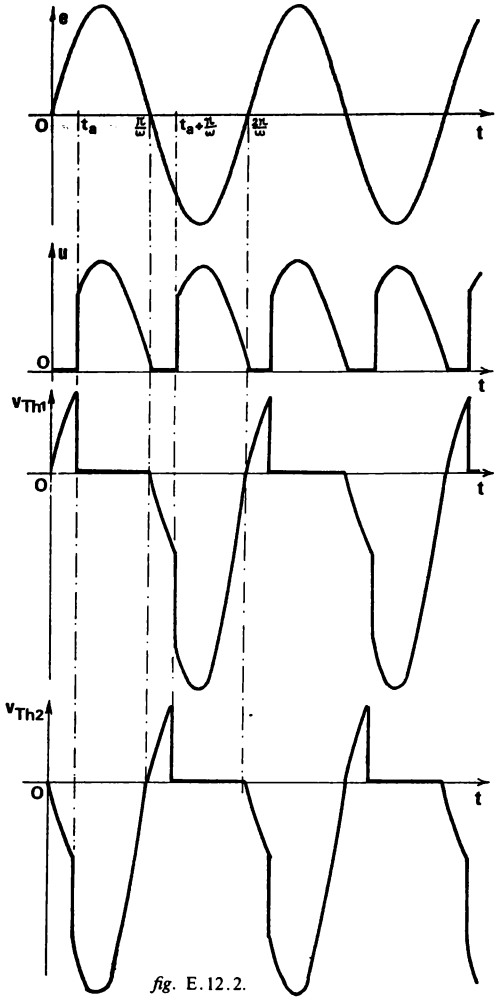


fig. E.12.2.

E.12.2

Etude d'un dispositif de commutation forcée (*fig.* E.12.3)

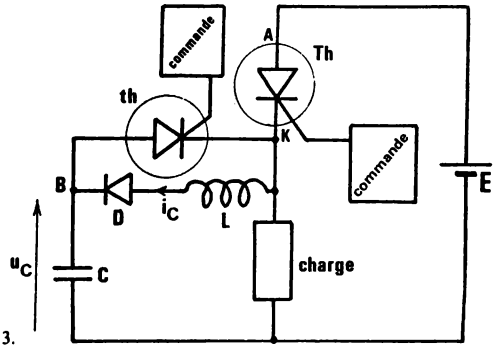


fig. E.12.3.

A l'état initial, le condensateur étant déchargé, la diode supposée idéale, on amorce le thyristor Th, le thyristor th restant bloqué.

a) Lorsque le courant i_c est redevenu nul, quel est le potentiel du point B ?

b) On amorce ensuite th, montrer qu'il y a blocage du thyristor Th.

Solution :

a) Lorsque le thyristor Th est amorcé, la tension appliquée aux bornes de l'ensemble série (L, D, C) est égale à E.

L'énergie fournie par l'alimentation à un instant t est égale à $q(t).E$, où $q(t)$ est la charge qui a traversé le circuit à cet instant.

Cette énergie est égale à celle emmagasinée par le condensateur $\frac{1}{2} q(t).u_c(t)$ et celle emmagasinée par l'inductance $\frac{1}{2} L.i_c^2(t)$.

Lorsque le courant i_c est redevenu nul :

$$q(t).E = \frac{1}{2} q(t).u_c ,$$

ce qui entraîne :

$$\boxed{u_c = 2\,E\,.}$$

b) Si l'on amorce le thyristor th, la cathode du thyristor Th est portée à un potentiel égal à u_c, alors que l'anode reste au potentiel E, il vient donc

$$\boxed{v_{AK} = -\,E\,.}$$

Le thyristor Th est mis en polarisation inverse : il se bloque.

Exercices de synthèse

E.12.3

Redresseur contrôlé double alternance en pont (*fig.* E.12.4)

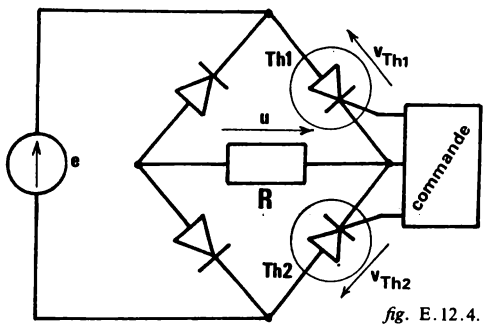


fig. E.12.4.

Les circuits de commande et de synchronisation ne sont pas figurés pour simplifier le schéma.

Une impulsion de commande est appliquée au bout d'une durée t_a après le passage par zéro de la tension d'alimentation. La tension d'alimentation $e(t)$ est de la forme $E_M.\sin(\omega t)$. Les thyristors et les diodes sont supposés idéaux.

a) Pour t variant de 0 à $\frac{2\pi}{\omega}$, décrire l'état électrique des diodes et thyristors.

b) En déduire les graphes de $e(t)$, $u(t)$, $v_{Th1}(t)$, $v_{Th2}(t)$.

c) Quelle doit être la tenue en tension des diodes et thyristors pour qu'il n'y ait pas claquage ou amorçage instantané ?

E.12.4

Redresseur contrôlé avec débit sur f.c.é.m. (*fig.* E.12.5)

La tension d'alimentation est de la forme $e(t) = E_M.\sin(\omega t)$, avec $E_M = 2\,E_0$.

Le thyristor est amorcé avec un angle de retard $\alpha_0 = \omega t_0 = \frac{\pi}{2}$.

a) Tracer le graphe de la tension u, du courant i et de la tension v_{Th}.

b) Quelle est la valeur maximale du courant ?

Quelle est la tension inverse maximale supportée par le thyristor ?

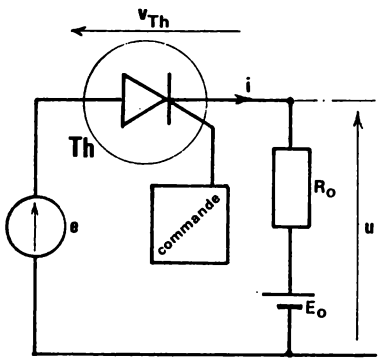


fig. E.12.5.

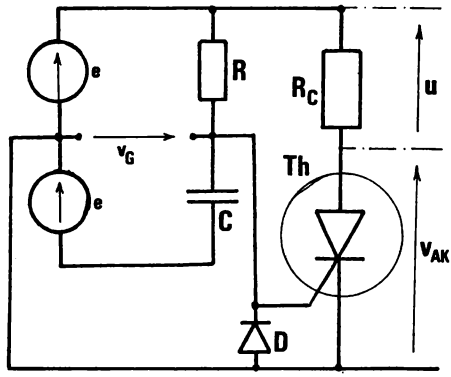


fig. E.12.6.

E.12.5

Redresseur contrôlé avec commande par déphaseur (*fig.* E.12.6)

La tension d'alimentation est de la forme $e(t) = E_M.\sin(\omega t)$.

La tension $v_G(t)$ est de la forme $v_G(t) = V_{GM}.\sin(\omega t - \varphi)$, avec $\operatorname{tg}\frac{\varphi}{2} = RC\omega$.

Le thyristor est supposé parfait et amorçable pour toute tension v_{GK} positive.

a) Tracer les graphes de $e(t)$, $v_G(t)$, $u(t)$ et $v_{AK}(t)$ pour $RC\omega = 1$.

b) Quel est le rôle de la diode D ?

E.12.6

Etant donné le redresseur simple alternance de la *figure* 12.28, la tension d'alimentation est de la forme $e(t) = E_M.\sin x$, avec $x = \omega t$.

Le thyristor étant supposé idéal, on montre que si l'angle de retard à l'amorçage est égal à α_0, la valeur moyenne de la tension $u(t)$ est égale à

$$u_m = \frac{E_M}{2\pi}(1 + \cos\alpha_0).$$

a) Tracer la courbe $\frac{u_m}{E_M}$ en fonction de α_0.

Pour quelle valeur de α_0, cette tension moyenne est-elle maximale, nulle ?

b) En déduire la valeur moyenne du courant.

E.12.7

Le circuit de commande d'un redresseur contrôlé simple alternance est constitué par le circuit de la *figure* 12.21.

La tension d'alimentation est de la forme $e(t) = E_M . \sin(\omega t)$. Le T.U.P. est caractérisé par les grandeurs suivantes :

$$u_0 = 1\ \text{V} ; \quad u_p = 11\ \text{V} .$$

On donne, par ailleurs, E = 21 V ; C = 100 nF ; $\omega = 100\ \pi$ rad/s.

a) Calculer l'instant t_a d'apparition de la première impulsion si R = 10 kΩ.

b) La valeur moyenne de $u(t)$ étant de la forme

$$u_m = \frac{E_M}{2\pi}[1 + \cos(\omega t_a)] ,$$

calculer cette valeur moyenne si $E_M = 100$ V.

c) Calculer la valeur de R pour laquelle $u_m = 16$ V.

Réponses : *a*) 0,7 ms ; *b*) 31,4 V ; *c*) 71,5 kΩ.

E.12.8

Contacteur en pont (*fig.* E.12.7)

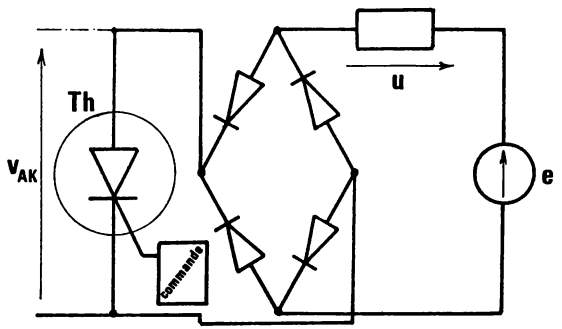


fig. E.12.7.

Les diodes et le thyristor sont supposés parfaits. La tension d'alimentation $e(t)$ est de la forme $E_M . \sin(\omega t)$.

Le thyristor reçoit une impulsion positive sur sa gâchette aux instants $t = t_a$ et $t = t_a + \frac{\pi}{\omega}$.

Tracer le graphe des tensions $v_{AK}(t)$ et $u(t)$.

Quel est l'ensemble équivalent à l'ensemble pont-thyristor ?

E.12.9

Dispositif de commande à tension nulle (*fig.* E.12.8)

a) Calculer le courant I_B en fonction de e, R_a, R_b et V_{BE}.

b) Si l'on admet que le transistor commence à conduire pour $V_{BE} = +0{,}6$ V, pour quelle valeur de e y a-t-il début de conduction si $\frac{R_b}{R_b + R_a} = 0{,}6$?

c) Le courant I_G étant constant et égal à 10 mA, calculer les valeurs de R_a et R_b pour que la commande d'amorçage soit supprimée pour tout e supérieur ou égal à 2 V. Le gain en courant β_s du transistor est égal à 100. La tension V_{BE} est supposée constante et égale à 0,6 V pour tout I_B positif.

d) Tracer les graphes de $u(t)$, $v_{AK}(t)$ si $e(t)$ est de la forme $E_M . \sin(\omega t)$ et si le courant I_G est une fonction périodique en créneaux positifs de hauteur 10 mA et de période $T = \frac{6\pi}{\omega}$.

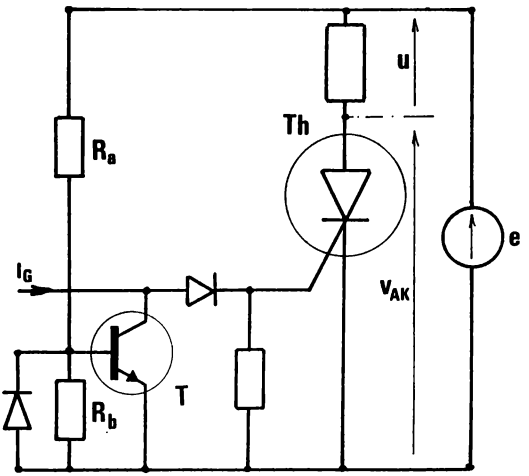


fig. E.12.8.

E.12.10

Bascule bistable à thyristors (*fig.* E.12.9)

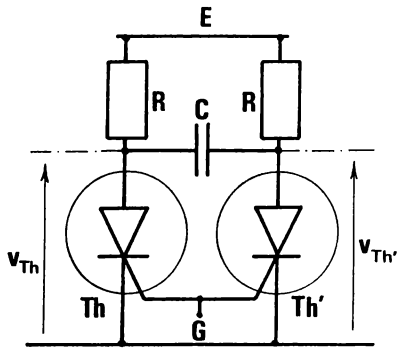


fig. E.12.9.

On suppose que pour tout t négatif, le thyristor Th est amorcé.

A un instant pris comme origine, on applique une impulsion positive en G.

a) Que se passe-t-il ?

b) On montre que la tension $v_{Th}(t)$ varie suivant la loi

$$v_{Th}(t) = E\left[1 - 2\exp\left(-\frac{t}{RC}\right)\right].$$

Tracer les graphes de $v_{Th}(t)$ et $v_{Th'}(t)$.

c) A un instant t_0 très grand devant RC, on applique une nouvelle impulsion positive en G.

Que se passe-t-il ?

Tracer les graphes de $v_{Th}(t)$ et $v_{Th'}(t)$.

E.12.11

Gradateur de lumière (*fig.* E.12.10)

Etant donné le montage de la *figure* E.12.10, le dispositif de déclenchement utilise un diac (diode bidirectionnelle) de caractéristique représentée *figure* E.12.11.

a) Expliquer le fonctionnement du circuit d'amorçage.

b) Tracer le graphe des tensions $u(t)$ et $v_{A2A1}(t)$ si la tension d'alimentation est de la forme

$$e(t) = E_M.\sin(\omega t).$$

Comment peut-on modifier la puissance lumineuse diffusée par la lampe ?

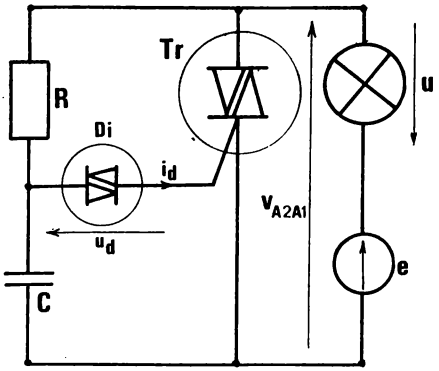


fig. E.12.10.

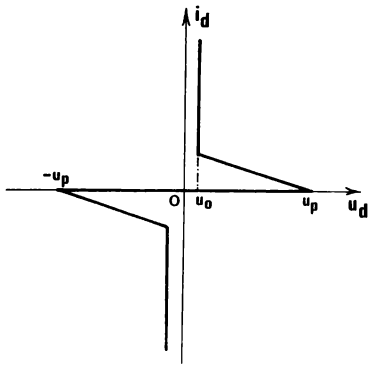


fig. E.12.11.

E.12.12

Régulateur d'éclairage d'ambiance (*fig.* E.12.12)

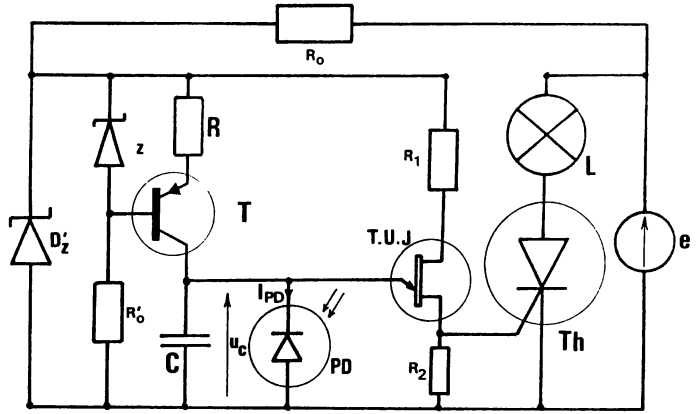


fig. E.12.12.

a) Montrer que le courant dans R est constant. La diode Zener est supposée idéale et on négligera V_{EB} devant U_{z0}.

b) Si l'on néglige le courant I_B du transistor, la photodiode étant parcourue par un courant constant proportionnel à l'éclairement reçu, donner l'expression de $u_c(t)$ lorsque le transistor unijonction est bloqué.

c) Calculer la période du générateur d'impulsions.

Le transistor unijonction est caractérisé par les paramètres : $V_p = \eta . U'_{z0}$, avec $U'_{z0} = 50$ V et $\eta = 0{,}5$, et $V_{vallée} = 0$. La tension aux bornes de la Zener D'_z sera supposée constante et égale à U'_{z0}.

d) Montrer que le système fonctionne en régulateur d'éclairage.

e) Si $U_{z0} = 10$ V, R = 20 kΩ et $I_{PD} = k.E$, avec $k = 100$ nA/lx, quel est l'éclairement qui permet l'extinction de la lampe ?

f) Quel est l'angle d'amorçage du thyristor en obscurité si C = 10 nF et si la fréquence de la tension d'alimentation est 50 Hz ?

Réponses : *e*) 5 000 lx ; *f*) 9°.

Code 010524
ISBN 2 04 010524 7